UNTERSUCHUNG VON ERDMAGNETISCHEN PULSATIONEN DES TYPS pc 3 UND pc 4 AUF EINEM PROFIL IN NORDSKANDINAVIEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Manfred Palandt
aus Hildesheim

Göttingen 1976

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534923_0004

UNTERSUCHUNG VON ERDMAGNETISCHEN PULSATIONEN DES TYPS pc 3 UND pc 4 AUF EINEM PROFIL IN NORDSKANDINAVIEN

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Manfred Palandt
aus Hildesheim

Göttingen 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent: Prof. Dr. M. Siebert

Korreferent: Prof. Dr. U. Schmucker

Tag der mündlichen Prüfung: 5. 11. 1976

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 1

2. Durchführung der Messungen 5
   2.1 Die Registrierapparaturen 5
   2.2 Registrierorte und -zeiten 16

3. Auswertung 23
   3.1 Überblick über Eigenschaften der pc 3,4 Pulsationen 23
   3.2 Registrierbeispiele 27
   3.3 Digitalisierung und Aufbereitung der Daten 36
   3.4 Statistische Frequenzanalyse der Daten 38
   3.5 Kurze Beschreibung der Magnetosphäre und Plasmasphäre 48

4. Ergebnisse der Auswertung und Diskussion 61
   4.1 Spektrales Verhalten der pc 3,4 Pulsationen 61
   4.2 Energiedichteverhalten der pc 3,4 84
   4.3 Phasendifferenzen und scheinbare horizontale Driftgeschwindigkeiten 93
   4.4 Polarisationseigenschaften der pc 3,4 106

5. Zusammenfassung und Schluß 125

6. Literaturverzeichnis 130

1. Einleitung

Als Pulsationen werden zeitliche Schwankungen des erdmagnetischen Feldes mit Perioden zwischen ungefähr 0,2 sec und 600 sec bezeichnet. Die durchschnittliche Amplitude der Pulsationen beträgt in mittleren geomagnetischen Breiten einige Zehntel nT. ($1\gamma \triangleq 10^{-9}$ Vs/m^2 = 1 nT). Für verschiedene Typen von Pulsationen wurden in der Vergangenheit häufig eigene Namen gewählt. Nach der Tabelle 1, in der die Bezeichnung der Pulsationstypen sowie der Periodenklassen zusammengefaßt sind, gibt es zwei Hauptgruppen: pc (continuous pulsations) und pi (irregular pulsations). Sie unterteilen die Pulsationen ihrer Morphologie nach in kontinuierliche Wellenzüge bzw. unregelmäßige Schwingungen.

Bezeichnung	Periodenbereich			
pc 1	0,2	-	5	sec
pc 2	5	-	10	sec
pc 3	10	-	45	sec
pc 4	45	-	150	sec
pc 5	150	-	600	sec
pc 6		>	600	sec
pi 1	1	-	40	sec
pi 2	40	-	150	sec
pi 3		>	150	sec

Tab. 1: Klassifizierung der Pulsationen.

In neuerer Zeit werden hauptsächlich die Entstehungs- und Ausbreitungsbedingungen der Pulsationen untersucht, um physikalische Vorgänge in der Magnetosphäre zu verstehen.

Einen Überblick über Meßmethoden, Erscheinungsbild und Theorie der Pulsationen findet man bei JACOBS [1970], KATO und WATANABE [1957], HULTQVIST [1966], TROITSKAYA [1967], CAMPBELL [1967], SAITO [1969], SELZER [1972], SOUTHWOOD [1974], CHEN und

HASEGAWA [1974] und GUL'ELMI [1974].

Am Göttinger Institut für Geophysik werden seit 1952 Pulsationen registriert. Mit Geräten, die nach dem Prinzip von GRENET [1949] arbeiten und von VOELKER [1963] verbessert wurden, wurde von 1960 an vom Institut für Geophysik in Göttingen in Mittel- und Nordeuropa ein Stationsnetz zur Registrierung erdmagnetischer Pulsationen errichtet. Insgesamt haben bis heute 11 Observatorien zwischen der Polarlichtzone und Mittelitalien eine standardisierte Meßapparatur Göttinger Bauart erhalten. Mit Reykjavik, Tromsø, Kiruna, Sodankylä und Enköping befinden sich 5 dieser Stationen in Skandinavien und Island. Dennoch ergaben sich weiter Unzulänglichkeiten für die Auswertung und Deutung der Pulsationen. So erwies sich der Stationsabstand insbesondere zwischen Enköping und Kiruna als zu groß, und es war häufig nicht möglich, Effekte an den nördlichen Stationen mit denen in Enköping zu identifizieren. Die Stationen Sodankylä, Tromsø und Reykjavik weisen außerdem untereinander große Längenunterschiede auf. Es war daher schwer zu beurteilen, ob es sich bei Unterschieden in den Registrierungen um Abhängigkeiten von der geomagnetischen Breite oder Länge handelte. Zwar ergab die Auswertung der Registrierungen dieser Stationen bereits wichtige neue Erkenntnisse über die Morphologie der Pulsationen, wie z.B. die statistisch wie auch durch Vergleich des Verlaufs von Einzeleffekten an den verschiedenen Stationen erstmals nachgewiesene Breitenabhängigkeit von Tagespulsationen des Typs pc oder der bei den Nachtpulsationen pi 2 überraschende zeitweilige antiparallele Verlauf der Störungen der H-Komponente der nördlichen Stationen gegenüber den mitteleuropäischen Observatorien. Dennoch stellten sich - bedingt durch die große Lücke von Stationen im Übergangsgebiet von mittleren geomagnetischen Breiten zu den Breiten des Polarlichtovals - zahlreiche Fragen, die bislang unbeantwortet blieben. Das Ziel der in den Sommermonaten 1970/71 durchgeführten Meßkampagne war, diese Lücke zeitweise mit Wanderstationen auszufüllen, um den Übergang zwischen den häufig vollkommen

verschiedenen Pulsationsregistrierungen aus mittleren geomagnetischen Breiten und denen in höheren Breiten zu untersuchen. Hierzu wurden sechs mobile Pulsationsstationen in Skandinavien auf einem NS-Profil an insgesamt 16 Beobachtungsorten zwischen Enköping und dem Nordkap eingesetzt. Nach der Durchführung der Messungen und der Datenaufbereitung werden in der vorliegenden Arbeit aus den Registrierungen von sechs Observatorien, drei transportablen Filmstationen und drei Magnetbandstationen, Pulsationen des Typs pc 3,4, die während der Meßzeiten 1970/71 auftraten, ausgewertet. Die Analyse der Effekte mit pc 3,4 Pulsationen wird mit der Methode der statistischen Frequenzanalyse durchgeführt. Hierbei ist es das Ziel, Aussagen und Informationen über folgende Eigenschaften von erdmagnetischen Pulsationen des Typs pc 3,4 zu erhalten:

Das spektrale Verhalten der pc's wird in Abhängigkeit vom magnetischen Störungsgrad und der geomagnetischen Breite untersucht. Insbesondere wird geklärt, ob sich die bis Enköping nachgewiesene Breitenabhängigkeit der Periode in der H-Komponente systematisch nach Norden fortsetzt, oder ob im Übergangsgebiet von mittleren zu höheren Breiten Diskontinuitäten in der Verteilung der Pulsationsperioden auftreten, die nach theoretischen Vorstellungen durch die Lage des Plasmatroges verursacht werden könnten. Weiter wird das Energiedichteverhalten bevorzugt auftretender sinusförmiger Anteile der pc's als Funktion der Breite, Kp und der Frequenz sowie die genaue Lage des Energiedichtemaximums in Abhängigkeit vom magnetischen Störungsgrad ermittelt. Nach theoretischen Vorstellungen spielt die Plasmapause als Grenzfläche zwischen Gebieten mit unterschiedlicher Plasmadichte für die Ausbreitung hydromagnetischer Wellen in der Magnetosphäre eine Rolle. Der Bereich, in dem die Feldlinien, die entlang der Plasmapause verlaufen, die Erdoberfläche schneiden, liegt je nach Tageszeit und erdmagnetischer Aktivität zwischen etwa 58° und 64° geomagnetischer Breite. Ein möglicher Einfluß der Plasmapause auf das Verhalten

der Energiedichteverteilung wird untersucht. Es werden Phasendifferenzen zwischen gleichen Komponenten an unterschiedlichen Stationen bestimmt. Aus deren Änderungen an benachbarten Stationen werden scheinbare horizontale Driftgeschwindigkeiten nach Betrag und Richtung berechnet und Zusammenhänge mit dem magnetischen Störungsgrad, der Periode und der Lage der Plasmapause festgestellt. Schließlich werden die Polarisationseigenschaften des horizontalen magnetischen Störungsvektors in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite, der Tageszeit und Kp untersucht und ein möglicher Einfluß der Plasmapause auf Umkehrungen des Polarisationssinns nachgewiesen.

Die hier durchgeführten Messungen und Untersuchungen unterscheiden sich dadurch von anderen Arbeiten, daß die Wanderstationen zusammen mit den Observatorien den Aufbau eines dichteren Netzes von Pulsationsbeobachtungsstationen erlaubte. Hierdurch war es möglich, räumliche Unterschiede im Frequenz-, Energiedichte-, Phasen- und Polarisationsverhalten der pc 3,4 bei Entfernungen von weniger als 100 km nachzuweisen.

2. Durchführung der Messungen

2.1 Die Registrierapparaturen

Die Messungen in Skandinavien wurden mit insgesamt sechs mobilen Pulsationsstationen durchgeführt, davon benutzten drei Stationen Filmaufzeichnung, und drei weitere waren mit Magnetbandspeicher ausgerüstet. Sehr ausführliche Angaben über die von STEVELING konzipierte und von ihm gebaute Meßapparatur zur Registrierung erdmagnetischer Pulsationen auf Film findet man bei STEVELING [1973]; eine ebenfalls detaillierte Darstellung der von HILLEBRAND entwickelten, auf Magnetband registrierenden Apparatur gibt HILLEBRAND [1974]. Die von den zitierten Autoren zusammengestellten Pulsationsstationen unterscheiden sich in der Methode der Signalverstärkung und Signalaufzeichnung. Allen Stationen gemeinsam sind jedoch die Meßwertaufnehmer, die nach dem GRENETschen Prinzip arbeiten und bei VOELKER [1963] genauer beschrieben werden. Im folgenden sollen die wichtigsten Eigenschaften der Instrumente zusammengestellt und erläutert werden, ohne hierbei näher auf spezielle bau- sowie schaltungstechnische Probleme der einzelnen Registriereinheiten einzugehen.

Der schematische Aufbau einer mobilen Filmregistrierstation geht aus Abb. 1 hervor.

Jede Station benötigt als Meßwertaufnehmer drei Variometer, deren Arbeitsweise sich wie folgt skizzieren läßt: Ein Stabmagnet hängt an einem Torsionsfaden frei drehbar in der Mitte einer Spule aus Kupferdraht. Das Variometer wird so aufgestellt, daß die Längsachse des Stabmagneten, die Spulenachse und die Drehachse des Torsionsfadens senkrecht aufeinander stehen. Die Achse des Magneten liegt ebenfalls senkrecht zu der Komponente des erdmagnetischen Feldes, deren Schwankungen gemessen werden sollen. Eine Drehung des Magneten ändert den Kraftfluß in der Spule. Der dadurch in der Spule induzierte Strom wird

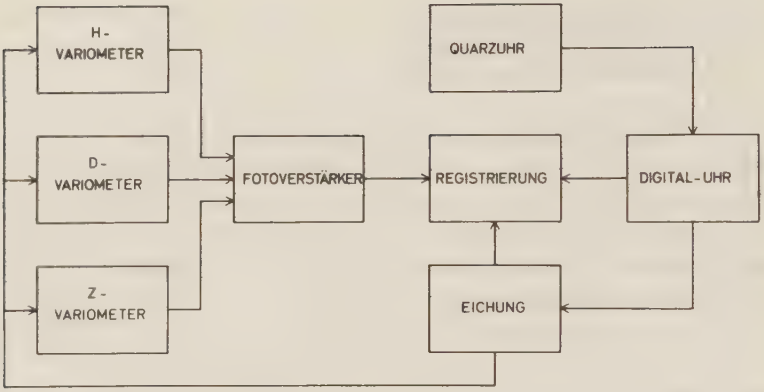


Abb. 1: Schema einer mobilen Pulsationsstation [nach STEVELING, 1973].

fotoelektrisch verstärkt und über ein Galvanometer auf Film registriert. Variometer und Galvanometer bilden gemeinsam ein gekoppeltes Schwingungssystem und bestimmen damit das Aussehen der Amplituden- und Phasenresonanzkurven. Jeweils zwei vor den Magnetspulen angebrachte Kupferbleche unterdrücken durch Wirbelstromdämpfung eine in der Amplitudenresonanzkurve auftretende Resonanzspitze. Bei einer Horizontalintensität des erdmagnetischen Feldes von 19 000 nT führt der Systemmagnet nach vorheriger Auslenkung aus der Ruhelage eine Schwingung mit der Periode von ca. 3 sec aus. Durch Änderung des Magnetfeldes mit Hilfe eines homogenen Zusatzfeldes am Ort des Stabmagneten läßt sich diese Schwingungsdauer und damit die Empfindlichkeit verändern. Diese wird beim H- und D-Variometer durch vier auf einem spitzwinkligen Kreuz und in gleicher Entfernung vom Mittelpunkt des Systemmagneten angeordnete Astasierungsmagneten erreicht. Das Zusatzfeld ist so bemessen, daß die Eigenperiode im Gesamtfeld 4 sec beträgt. Während beim D-Variometer das Astasierungsfeld lediglich zum Einstellen der Schwingungsperiode dient, wird hiermit beim H-Variometer zusätzlich eine Drehung des Systemmagneten aus der natürlichen NS- in die

EW-Richtung erzwungen. Beim Variometer für die Vertikalkomponente hängt der Stabmagnet zwischen zwei stärkeren Torsionsfäden. Die Astasierung des Systems erreicht man hier durch am Magneten angebrachte Laufgewichte, mit denen man das Trägheitsmoment des Systemmagneten in geeigneter Weise verändern kann. Jedes Variometer enthält eine fest montierte, für die Eichung erforderliche Helmholtzspule mit einem Durchmesser von 24 cm.

Beim Aufbau der Station muß zwischen den einzelnen Variometern mindestens ein Abstand von 2 m eingehalten werden, damit sich die starken Stabmagneten (5000 Γcm^3) nicht gegenseitig beeinflussen. Um die Variometer vor äußeren Witterungseinflüssen zu schützen, sind sie in pyramidenförmigen Hütten aus Glasfaser untergebracht. Die Hütten werden mit Seilen fest am Boden verankert. Die Variometer sind über abgeschirmte, ca. 100 bis 150 m lange sechsadrige Kabel mit der an einer witterungsgeschützten Stelle untergebrachten Registrierapparatur verbunden. Jeweils zwei Adern sind zur Signalübertragung, zur Stromversorgung der Justierlampen in den Variometern und zur Eichung vorgesehen.

Die in den Variometerspulen induzierten Spannungen betragen etwa 8 $\mu V/nT$ bei einer Anregungsperiode von T = 20 sec. Um die Signalspannungen der erdmagnetischen Pulsationen mit genügend großen Amplituden auf lichtempfindliches Papier aufzeichnen zu können, werden sie vorher fotoverstärkt. STEVELING verwendet hierzu statt der früher von JAESCHKE [1963] benutzten Fotodifferentialelemente Fotowiderstände aus Halbleitermaterial, deren Leitfähigkeit von der Bestrahlungsintensität abhängt. Sie haben gegenüber Fotoelementen den Vorteil, daß sie lichtempfindlicher sind und somit ein geringerer Stromverbrauch der Beleuchtungslampen (25W → 1,2 W) erzielt wird. Außerdem kann der Verstärkungsgrad nicht nur über die Lampenhelligkeit, sondern zusätzlich über die am Fotowiderstand anliegende Spannung geregelt werden. Die Verstärkung der Signalspannung eines Variometers geschieht im Prinzip mit Hilfe von zwei Foto-

widerständen und einer geeigneten Widerstandskombination in Wheatstonescher Brückenschaltung. Nach vorherigem Grob- und Feinabgleich der Brücke verursacht eine Signalspannungsschwankung eine Auslenkung des Verstärkergalvanometerspiegels. Dies führt zu einer unterschiedlichen Beleuchtung der beiden Fotowiderstände und folglich zu einer Brückenverstimmung und somit zu einem Ausschlag des Registriergalvanometers. Da die Verstärker mit einer Batterie betrieben werden, deren Spannung innerhalb von einer Woche von etwa 8 V auf 7 V abfällt, verhindert ein Spannungskonstanthalter (Ausgangsspannung 5 V) eine mit dem Spannungsabfall verbundene Änderung der Skalenfaktoren. Da die Fotowiderstände temperaturabhängig sind, muß eine thermostatische Temperaturregelung für konstante Skalenfaktoren sorgen. Zu diesem Zweck wird die unmittelbare Umgebung der Fotowiderstände durch eine elektrische Heizung auf gleichbleibende Temperatur gehalten. Das ganze Verstärkersystem, das aus drei Spiegelgalvanometern, drei Verstärkerblöcken und einer Beleuchtungslampe besteht, ist durch Schaumstoff temperaturisoliert im Verstärkerkasten untergebracht. Nach STEVELING erreicht man durch Zwischenschalten des Fotoverstärkers z.B. für die Z-Komponente eine 10 bis 20-fache Zunahme der Registrierempfindlichkeit.

Die Pulsationsregistrierung wird geeicht, indem mit einem Tieftongenerator und Helmholtzspulen am Ort des Stabmagneten im Variometer homogene magnetische Wechselfelder ΔF mit Perioden von 1-500 sec erzeugt werden. Das Schnellschwinggalvanometer zeichnet die Eichströme amplituden- und phasentreu auf. Wegen der im allgemeinen etwa dreifach höheren Registrierempfindlichkeit der Vertikalkomponente gegenüber den Horizontalkomponenten sollten sich die durch die entsprechenden Helmholtzspulen fließenden Ströme in ihrer Stärke wie 1:3 verhalten, damit die Eichamplituden der drei Komponenten etwa gleich groß sind. Zusätzlich zur dynamischen Eichung mit dem Tieftongenerator kann das Schnellschwinggalvanometer statisch geeicht werden, indem durch die Helmholtzspulen ein

umpolbarer Gleichstrom geschickt wird, der vom SSG aufgezeichnet und dessen Größe an einem genauen Ampèremeter abgelesen wird. Aus der gemessenen Stromstärke und dem aufgezeichneten Galvanometerausschlag erhält man die Empfindlichkeit ε_{SSG} in [mA/mm].

Die magnetische Feldstärke im Zentrum der Helmholtzspule berechnet sich zu:

$$\Delta F = n \cdot \frac{90 \cdot i}{r} \text{ [nT]}$$

Hierbei ist: i = Spulenstrom [mA]
r = Spulenradius [cm]
n = Windungszahl

Für n = 1 und r = 12 cm ergibt sich:

$$\Delta F = 7{,}5\ i \text{ [nT]}$$

Für die Skalenfaktoren der Pulsationsregistrierung erhält man nach STEVELING [1973]

$$\varepsilon_H = \frac{8}{45 \cdot \varepsilon_{SSG}} \cdot \frac{\Delta H}{\Delta S} \text{ [mm/nT]}$$

$$\varepsilon_D = \frac{8}{45 \cdot \varepsilon_{SSG}} \cdot \frac{\Delta D}{\Delta S} \text{ [mm/nT]}$$

$$\varepsilon_Z = \frac{8}{15 \cdot \varepsilon_{SSG}} \cdot \frac{\Delta Z}{\Delta S} \text{ [mm/nT]}$$

wobei ΔH, ΔD, ΔZ und ΔS die registrierten Doppelamplituden der Magnetfeldkomponenten und des Schnellschwinggalvanometers bei der dynamischen Eichung sind und weiter berücksichtigt ist, daß durch die Horizontalspulen 75 % und durch die Vertikalspule 25 % des Eichstromes fließen. Die Abhängigkeit der Skalenfaktoren von der Periode werden durch die jeweiligen Amplitudenresonanzkurven dargestellt. Abb. 2 zeigt die Ampli-

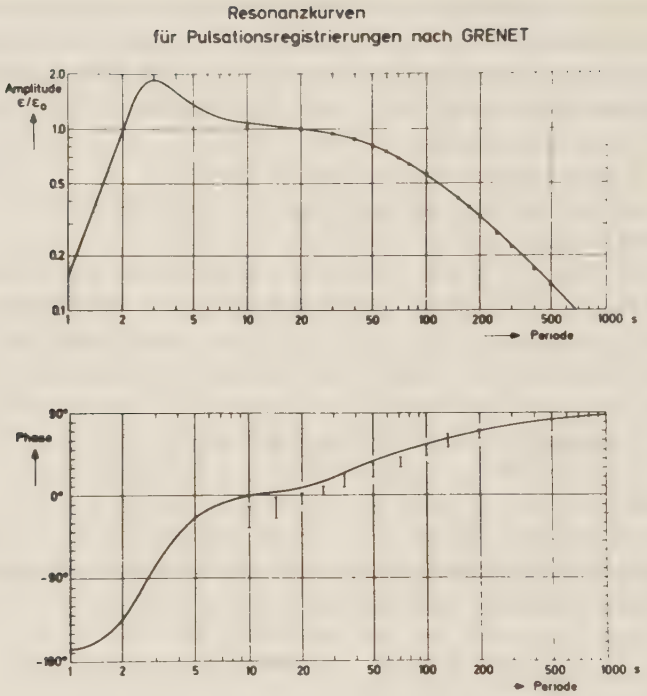


Abb. 2: Amplituden- und Phasenresonanzkurven einer mobilen Pulsationsstation. Die Göttinger Amplitudenresonanzkurve der H-Komponente ist auf T = 20 sec normiert (obere Kurve). Die Kreuze markieren die Resonanzkurve einer mobilen Station. Die Phasenresonanzkurve (untere Kurve) ist von VOELKER [1963] berechnet worden. Mittelwerte und Standardabweichungen der Phasenresonanzkurven aller mobilen Stationen sind durch Balken angegeben [nach STEVELING, 1973].

tuden- und Phasenresonanzkurve der H-Komponente einer mobilen Pulsationsstation in doppelt- bzw. halblogarithmischer Darstellung.

Die in Abb. 2 dargestellten Kurven sind typisch für alle Resonanzkurven der drei Variometer H, D und Z und stimmen darüberhinaus überein mit den entsprechenden Darstellungen für die Variometer in Observatoriumsausführung. Es hat sich gezeigt, daß sich die Form der Resonanzkurve kaum mit der Zeit ändert. Daher ist eine allzu häufige Aufnahme der vollständigen Resonanzkurven nicht notwendig. Es genügt, die Apparatur für eine feste Periode täglich zu eichen und dann die gesamten Resonanzkurven zur Bestimmung der absoluten Werte entsprechend zu verschieben. Die Apparatur führt eine derartige Kurzeichung bei einer Periode von T = 20 sec einmal am Tag zu einer vorgewählten Zeit (1.30 hUT) für 4 Minuten automatisch durch. Lediglich zu Beginn und am Ende der Registrierzeit an einem bestimmten Meßplatz werden jeweils die vollständigen Resonanzkurven aufgenommen. Die Digitaluhr, angesteuert von einer Quarzuhr, schaltet kurzzeitig die Zeitmarkierungslampe im Registrierteil ein, unterdrückt die Minutenmarke zur vollen Stunde und schaltet schließlich - falls es gewünscht wird - die gesamte Apparatur zu einer vorprogrammierten Tageszeit ein bzw. aus. Der Quarzoszillator schwingt mit einer Frequenz von 1 MHz. Durch geeignete Frequenzteiler werden die am Ausgang der Quarzuhr gewünschten Minutenimpulse erzeugt, die dann nach vorherigem Vergleich mit einem anderen Zeitnormal (z.B. Zeitzeichen) die Digitaluhr steuern. Dieser Vergleich bzw. das Setzen der Quarzuhr geschieht manuell durch Betätigen eines Schalters in dem Augenblick, wo die Minutenimpulse von Quarzuhr und Zeitnormal zusammenfallen. Unter günstigen Bedingungen (guter Empfang des Zeitzeichens, ruhige Hand sowie gute Reaktionszeit des Experimentators) läßt sich ein Abgleich der Quarzuhr mit dem Zeitnormal bis auf 0,1 sec erzielen. Die Ganggenauigkeit der Quarzuhr ist selbst bei stärkeren Außentemperaturschwankungen besser als 0,5 sec/Woche.

Die eigentliche Aufzeichnung arbeitet im Prinzip wie ein Lichtschreiber. Eine Einfaden-Lampe (6 V, 0,2 A) beleuchtet drei Registriergalvanometer und das Schnellschwinggalvanometer.

Das vom Rechteckspiegel der Galvanometer reflektierte Licht des Glühfadens wird dann von den Galvanometerlinsen und einer direkt vor dem Film liegenden Zylinderlinse in der Filmebene jeweils als Punkt abgebildet. Lichtblitze der Zeitmarkenlampe verursachen einen quer über den Film laufenden Strich. Für die Aufzeichnung wird ein 60 mm breiter und 50 m langer perforierter Papierfilm benutzt, der sich in einer kontinuierlich transportierenden Filmkassette befindet. Zwischen 3, 6, 12, 18 und 30 mm/min. kann der Filmvorschub gewählt werden. Mit dem Standardvorschub von 6 mm/min erreicht man eine ununterbrochene Registrierdauer von gut 5 Tagen; die Grenze des zeitlichen Auflösungsvermögens liegt hier bei etwa 2 sec. Für die Aufzeichnung gibt STEVELING [1973] unter Berücksichtigung von Ungenauigkeiten der Amplitudenresonanzkurve und der Kurzeichungen einen Fehler von 5 % an.

Die drei mobilen Magnetbandstationen unterscheiden sich von den Filmregistrierstationen in der Methode der Signalverstärkung und Aufzeichnung. Die in den Induktionsspulen der Variometer auftretenden Signalspannungen, etwa 8 μV/nT, werden hier rein elektronisch verstärkt. Die durch eine derartige Verstärkung auftretenden Bedingungen, wie hinreichend geringe Temperaturdrift des Verstärkers ($\leq 0{,}2\ \mu V/^{o}C$), sowie möglichst kleines Rauschen ($\leq 0{,}1\ \mu V_{SS}$) und schließlich ausreichend hoher Verstärkungsgrad (10^4 - 10^5-fach) werden von den verwendeten Chopperverstärkern eingehalten. Das durch den Chopper bei 20 kHz hervorgerufene Rauschen wird durch eingebaute RC-Glieder herausgefiltert. Die Eigenschaften der Verstärkerschaltung werden durch Gegenkoppeln bestimmt. Durch Auswechseln der Gegenkopplungswiderstände läßt sich der Verstärkungsgrad verändern. Eine solche Änderung der Empfindlichkeit wurde immer dann vorgenommen, wenn die Meßstationen von einem Bereich, in dem große Pulsationsamplituden auftreten, wie z.B. in der Polarlichtzone, in geomagnetische Breiten geringerer Pulsationsaktivität umgesetzt wurden. Uhr und Eichvorrichtung der Magnetbandstationen unterscheiden sich bis auf bau- und schal-

tungstechnische Details im Prinzip nicht von denen der Filmstationen und sollen deswegen nicht weiter erörtert werden. Abb. 3 gibt noch einmal ein Beispiel für die mit einer Bandstation aufgenommenen Eichkurven. Dargestellt ist wieder die

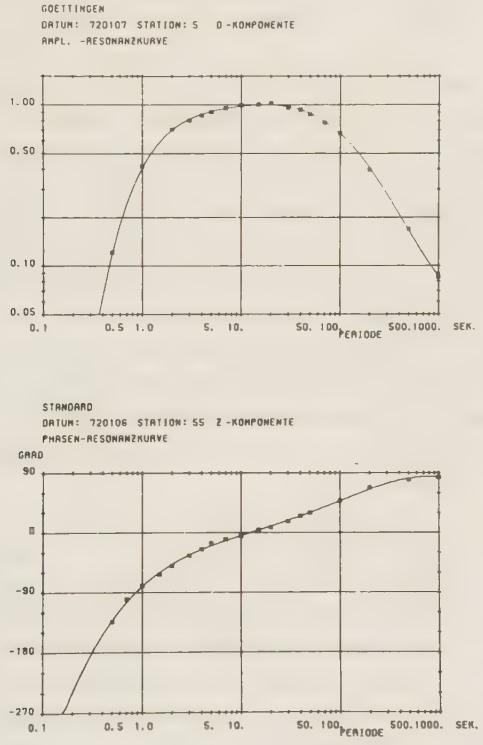


Abb. 3: Eichkurven für die Pulsationsgeräte einer Magnetbandstation [nach HILLEBRAND, 1974].

Amplituden- und Phasenresonanzkurve eines Horizontalvariometers. Im Periodenbereich T = 10 sec unterscheiden sie sich kaum von den entsprechenden der Filmstationen. Für T = 10 sec

stellt man allerdings fest, daß die Empfindlichkeitsüberhöhung in der Amplitudenresonanzkurve bei etwa T = 3 sec hier nicht auftritt. Die Kurve strebt monoton gegen Null.

Zur Aufzeichnung der elektrischen Signale wird ein Magnetbandspeicher verwendet, der sich der Frequenzmodulationstechnik bedient. Hierbei verändert das Meßsignal je nach der am Eingang des Gerätes liegenden Spannung die Frequenz eines quarzgesteuerten Oszillators, dessen Schwingungen auf Magnetband aufgezeichnet werden. Bei einer Bandlänge von 1090 m und einer Vorschubgeschwindigkeit von 1,2 mm/sec erreicht man eine ununterbrochene Registrierdauer von ca. 10 Tagen. Auf das verwendete 1/2" breite Magnetbandmaterial können maximal 7 Spuren aufgezeichnet werden. Die Elektronik ist bei einem Magnetbandgerät mit vier und bei den beiden anderen mit jeweils fünf Kanälen bestückt. Drei Kanäle dienen in jedem Fall für die Signalaufzeichnung der Magnetfeldkomponenten H, D und Z, der vierte Kanal nimmt das Zeitsignal auf und der fünfte Kanal ist - soweit vorhanden - neben der Registrierung der automatischen Kurzeichung für die Flatterkompensation bei der späteren Wiedergabe vorgesehen.

Die Mittenfrequenz des signalspannungsgesteuerten Oszillators eines jeden Kanals beträgt 84,4 Hz, sofern keine Signalspannung am Eingang liegt. Liegt am Eingang eines Meßkanals die maximal zulässige Spannung von $\pm$ 600 mV, so verändert sich die Oszillatorfrequenz um $\pm$ 40 % nach höheren bzw. nach niederen Frequenzen hin. Die verwendeten Magnetbandspeicher zeichnen Signale mit Frequenzen bis zu 14 Hz auf. Die Bandgeräte benötigen eine Spannungsquelle von 12 V. Ihr Stromverbrauch beträgt etwa 0,7 A. Dieser Energiebedarf sowie der für den Rest der Station (Digitaluhr, Verstärker) wird aus Bleiakkumulatoren hinreichend hoher Kapazität gedeckt, so daß eine netzunabhängige Registrierzeit von etwa 10 Tagen gewährleistet ist. Die ganze Station kann auch aus dem Stromversorgungsnetz betrieben werden. Neben der im gleichen Maße wie bei den Filmstationen angestrebten

und verwirklichten Mobilität der Magnetbandstationen sind mit letzterem Registrierverfahren gegenüber der Aufzeichnung von Pulsationen auf Film bedeutende Fortschritte erzielt worden, wie z.B. längere Registrierdauer, größeres Auflösungsvermögen in Amplitude und Zeit und insbesondere bequemere und rationellere Aufbereitung und Weiterverarbeitung der Registrierungen.

Die langsam bespielten Magnetbänder können über ein Wiedergabegerät mit der 1280-, 640-, 40- oder 20-fachen Aufnahmegeschwindigkeit abgespielt werden. Bei der höchsten Wiedergabegeschwindigkeit werden die registrierten Pulsationen aus dem Periodenbereich von 1 sec bis 600 sec in den Frequenzbereich 1,3 kHz bis 2 Hz transformiert. Diese Schnellabspielung wird benutzt, um eine Übersicht über die auf dem Band gespeicherten Pulsationsereignisse zu gewinnen. Die Wiedergabezeit für 10 Tage Registrierung beträgt hierbei etwa 11 min. Zum Übertragen der Bandaufzeichnung auf Papierschriebe werden die beiden niedrigeren Geschwindigkeiten 15/16 und 15/8 Zoll/sec verwendet.

Das Signal/Rauschverhältnis der Meßwertaufzeichnung wird sowohl durch das Aufnahme- als auch durch das Wiedergabegerät bestimmt. Es beträgt bei der Aufnahme 42 dB und bei der Wiedergabe je nach der eingestellten Geschwindigkeit 46 bis 40 dB. Ein wesentlicher Störfaktor, der sich besonders ungünstig auf das Signal/Rauschverhältnis auswirkt, ist das sogenannte Bandflattern. Beim Bandtransport auftretende Geschwindigkeitsschwankungen täuschen Frequenzänderungen des Trägersignals vor, die beim Frequenzmodulationsverfahren Amplitudenänderungen des wiedergegebenen Signals verursachen. Zur Verbesserung des Signal/Rauschverhältnisses dient eine von HILLEBRAND [1974] entwickelte elektronische Flatterkompensationsschaltung, die nach folgendem Prinzip arbeitet: Neben den Datenkanälen wird ein Kanal mit einem Referenzsignal von fester Frequenz bespielt. Da die durch das Bandflattern bewirkte Frequenzverschiebung

der Trägersignale auf allen Kanälen gleich groß ist und außerdem in die gleiche Richtung geht bzw. die gleiche Polarität aufweist, wird mit Hilfe einer geeigneten Differenzschaltung das Signal des Referenzkanals von den Datenkanälen abgezogen. Durch diese Maßnahme wird das Signal/Rauschverhältnis um etwa 10 dB verbessert, und die Registrierung ist anschließend weitgehend vom Bandflattern befreit.

2.2 Registrierorte und -zeiten

Das Meßprojekt wurde in zwei Zeitabschnitten durchgeführt. Die erste Meßperiode, die am 9. August begann und am 28. September 1970 endete, sollte insbesondere dazu dienen, geeignete Registrierplätze für die Pulsationsstationen ausfindig zu machen. Während dieser Voruntersuchungen wurden mit drei transportablen und netzunabhängigen Stationen auf einem Profil zwischen Enköping und Abisko erdmagnetische Pulsationen registriert. Zwei der verwendeten Apparaturen bedienten sich der Film- und eine der Magnetbandregistrierung. Um zu gewährleisten, daß die besetzten Stationen möglichst magnetisch ungestört waren, wurde vorher mit Hilfe eines Rubidium-Magnetometers der Pegel der künstlichen Störungen durch Verkehr, Stromschwankungen in den Versorgungsleitungen usw. festgestellt. Mit einer durchschnittlich fünftägigen Registrierdauer an den einzelnen Meßplätzen konnten die drei Apparaturen an insgesamt 15 Stationen eingesetzt werden. Die gesamte Registrierzeit der ersten Meßperiode betrug 49 d 18 h; davon registrierten an 15 d 06 h alle drei Apparaturen und an 27 d 06 h nur zwei Apparaturen gemeinsam; an insgesamt 07 d 06 h war nur eine von den drei Apparaturen im Einsatz. Der vorübergehende Ausfall von einer bzw. zwei Meßstationen war bedingt durch Wechsel der Meßplätze, d.h. Auf- und Abbau der Stationen, Wechsel der Filmkassetten und Magnetbänder sowie Austausch der Batterien für die Stromversorgung und schließlich, zu geringem Teil, durch Defekte,

die an den Geräten entstanden waren.

Die graphische Darstellung (Abb. 4) zeigt die Häufigkeitsverteilung der magnetischen Kennziffern zur Zeit der jeweils gleichzeitig registrierenden Stationen. Man sieht hieraus, daß das Maximum der Häufigkeitsverteilung bei niedrigen Kp-Werten lag, wodurch eine erhöhte Ausbeute an gut auswertbaren Effekten

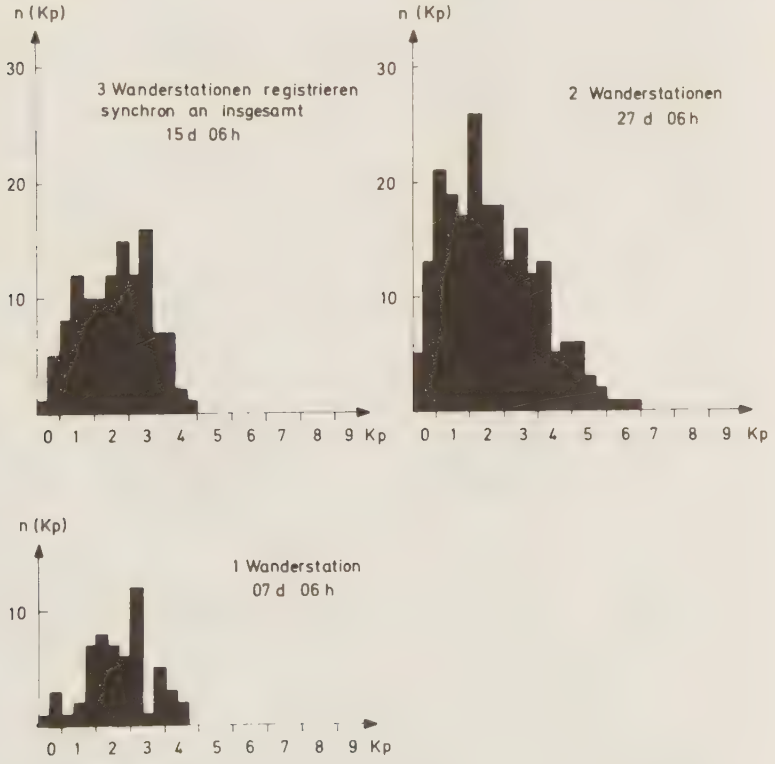

n (Kp)
30
20
10
3 Wanderstationen registrieren synchron an insgesamt 15 d 06 h
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 Kp
n (Kp)
30
20
10
2 Wanderstationen 27 d 06 h
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 Kp
n (Kp)
10
1 Wanderstation 07 d 06 h
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 Kp

Abb. 4: Häufigkeitsverteilung der magnetischen Kennziffern während der Voruntersuchungen (1970) zur Zeit der jeweils gleichzeitig registrierenden Wanderstationen.

der Filmregistrierungen erzielt werden konnte. (Filmregistrierungen mit hoher magnetischer Aktivität lassen sich wegen des Durcheinanderlaufens und Überschneidens der einzelnen Magnetfeldkomponenten nur schlecht oder mitunter gar nicht auswerten.)

Ein erster Vergleich ausgewählter Effekte der verschiedenen Stationen zeigte, daß der Übergang vom Verhalten in mittleren Breiten zum Typ der Störung nahe der Polarlichtzone erst etwa nördlich von Fränsta (61,26° geomagn. Breite) auftritt, wo hingegen die Registrierungen der südlich besetzten Meßplätze Garpenberg, Svärdsjö, Edsbyn und Delsbo (siehe Tabelle 3.1) nahezu gleichen Verlauf zu den Registrierungen der Observatoriumsstation in Enköping und in Mitteleuropa aufweisen. Hieraus ergab sich die Planung für die Hauptmessungen, die in der Zeit vom 24. Mai bis zum 7. Oktober 1971 stattfanden. Insgesamt waren während dieser Zeit sechs Pulsationsregistrierapparaturen der in Kapitel 2 beschriebenen Bauart im Einsatz, davon registrierten jeweils drei auf Film und drei auf Magnetband. Um möglichst umfassende Kenntnisse insbesondere der räumlichen Struktur der Pulsationen zu erhalten, wurde in drei Etappen gemessen. Während des ersten Zeitabschnitts standen die Stationen im Norden Skandinaviens zwischen dem Nordkap und Lycksele mit einem durchschnittlichen Stationsabstand von etwa 100 km (Nordaufstellung). Daran anschließend wurde auf einem längeren Profil zwischen Abisko und Fränsta mit einem mittleren Stationsabstand von ca. 200 km registriert (Langaufstellung). Mit dem Ziel einer genaueren Vermessung der Übergangszone vom Verhalten der Pulsationen von mittleren zu höheren Breiten wurden die Meßgeräte während der dritten Etappe wieder mit geringerem Stationsabstand zwischen Lycksele und Enköping eingesetzt (Südaufstellung). Die Abbildungen 5a und 5b zeigen die Häufigkeitsverteilungen der magnetischen Kennziffern während der Hauptmeßkampagne zur Zeit jeweils gleichzeitig registrierender Stationen.

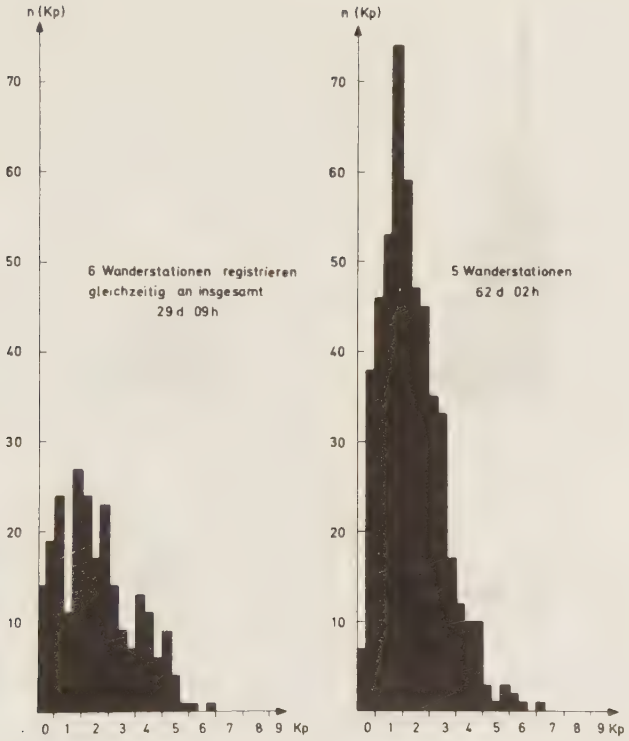


Abb. 5a: Häufigkeitsverteilung der magnetischen Kennziffern während der Hauptuntersuchungen (1971) zur Zeit der jeweils synchron registrierenden Wanderstationen.

Die Häufigkeitsverteilungen der Abbildungen 5a und 5b lassen deutlich erkennen, daß das Beobachtungsmaterial der 1971 durchgeführten Hauptmessungen sich im wesentlichen um magnetisch schwach gestörte Zeiten konzentrierte. Die Maxima der Häufigkeitsverteilungen liegen in allen betrachteten Fällen bei Kp-Werten kleiner als Kp = 2+. Dies hatte einerseits, wie bereits erwähnt, den Vorteil einer hohen Ausbeute an übersichtlichen und

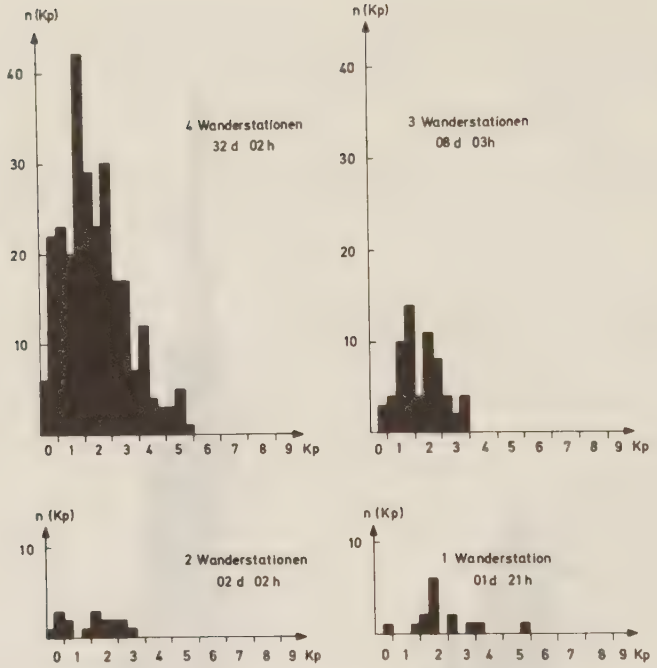


Abb. 5b: Häufigkeitsverteilung der magnetischen Kennziffern entsprechend der Abb. 5a.

gut auswertbaren Effekten, andererseits aber auch den Nachteil einer nur geringen Anzahl brauchbarer Effekte zu magnetisch stärker gestörten Zeiten, wodurch die Möglichkeit, magnetosphärische Erscheinungen in Abhängigkeit eines breitgefächerten Kp-Intervalls zu untersuchen, stark verringert wurde.

Abbildung 6 gibt einen Überblick über die Lage der Stationen, an denen während der Vor- und Hauptuntersuchungen gemessen wurde. Zusätzlich zu den Wanderstationen sind die Observatoriumsstationen Wingst (WN), Enköping (ENK), Sodankylä (SO), Kiruna (KI) und Tromsø (TR) mit eingezeichnet.

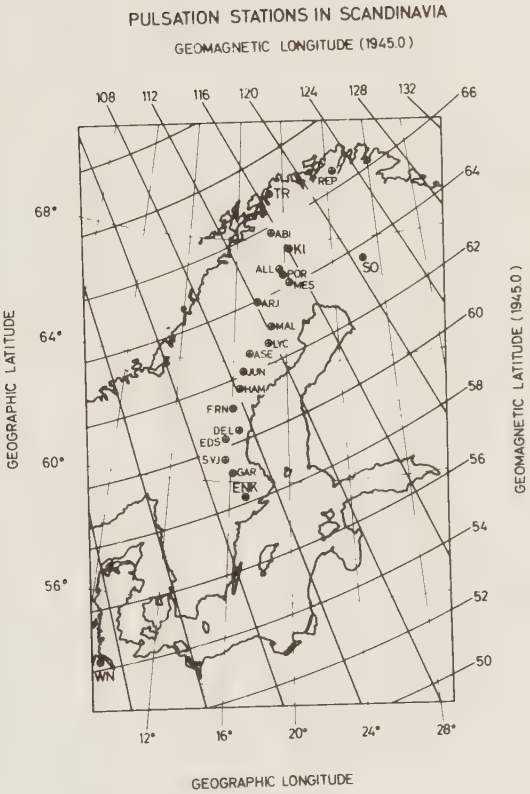


Abb. 6: Stationskette in Skandinavien.
● = Observatorien, ⊛ = Wanderstationen

In der Tabelle 2 sind noch einmal alle Stationen, geordnet nach ihrer geomagnetischen Breite, zusammengestellt. Die Symbole B (Band) bzw. F (Film) bezeichnen das an den jeweiligen Stationen eingesetzte Registrierverfahren. Treten an einer Station zwei Symbole gleichzeitig auf, so ist das erste für die Hauptmessungen 1971 und das zweite für die Vormessungen 1970 gültig.

Symbol	Name	Registr.	Geogr. Breite Grad	Geogr. Länge Grad	Geom. Breite Grad	Geom. Länge Grad	L-Parameter
HEI	Heiss	O	80,70	58,00	71,37	156,33	14,28
LI	Leirvogur	O	64,17	338,28	70,22	71,04	6,17
TR	Tromsø	O	69,68	19,00	67,14	116,80	6,30
REP	Repparfjord	B	70,37	24,50	66,77	121,81	6,42
ABI	Abisko	B	68,35	18,50	66,02	114,96	5,69
KI	Kiruna	O	67,80	20,40	65,24	115,56	5,41
ÅLL	Ålloluokta	F	67,08	19,50	64,78	114,05	5,18
POR	Porjus	F	66,97	19,85	64,61	114,21	5,13
MES	Messaure	B	66,65	20,53	64,21	114,44	5,01
ARJ	Arjeplog	F	66,00	17,90	64,11	111,58	4,85
SO	Sodankylä	O	67,38	26,58	63,79	120,00	5,10
MAL	Malå	F	65,22	18,83	63,24	111,58	4,57
LYC	Lycksele	B(F)	64,62	18,73	62,71	110,90	4,40
ÅSE	Åsele	F	64,18	17,33	62,59	109,31	4,31
JUN	Junsele	F	63,72	16,87	62,25	108,47	4,21
HAM	Hammarstrand	B(F)	63,12	16,45	61,80	107,58	4,06
FRN	Fränsta	F	62,45	16,08	61,26	106,68	3,90
DEL	Delsbo	B(F)	61,80	16,57	60,57	106,56	3,74
EDS	Edsbyn	F	61,37	15,82	60,32	105,55	3,66
SVJ	Svärdsjö	F	60,80	15,88	59,78	105,15	3,55
GAR	Garpenberg	B	60,30	16,22	59,26	105,05	3,45
ENK	Enköping	O	59,50	17,28	58,31	105,42	3,29
WN	Wingst	O	53,75	9,07	54,46	94,47	2,54

Tabelle 2: Liste der Observatorien (O) und der Wanderstationen (Bandgeräte: B, Filmregistrierung: F) während der Messungen in Skandinavien 1970/71. Die geomagnetischen Koordinaten beziehen sich auf ein Dipolfeld mit dem Pol bei 78,5° geogr. Breite und 291,0° geogr. Länge. Die L-Parameter wurden mit einem Rechenprogramm von B. THEILE (TU Braunschweig) berechnet, das die CAIN'sche Feldentwicklung GSFC 12/66 benutzt.

3. Auswertung

3.1 Überblick über Eigenschaften der pc 3,4 Pulsationen

Fast täglich, vorwiegend zwischen Sonnenaufgang und frühem Nachmittag, treten sinusförmige Schwankungen des erdmagnetischen Feldes mit Perioden im pc 3,4 Bereich auf. Häufig zeigen sie einen schwebungsförmigen Verlauf. Diese pc 3,4 werden sowohl in Breiten des Polarlichtovals bis hin zum Äquator beobachtet. Ihre Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit von der Tageszeit zeigt ein Maximum kurz vor lokal Mittag. Untersuchungen über die jahreszeitlich bedingte Abhängigkeit der pc 3,4 Pulsationsaktivität ergaben, daß ihr Häufigkeitsminimum in die Wintermonate fällt, wohingegen das Maximum sich unregelmäßig über die Sommermonate bis hin zu den Äquinoktien verlagern kann.

Die pc 3-Amplituden betragen in niedrigen Breiten etwa 0,1 nT. Sie wachsen an mit zunehmender Breite [JACOBS und SINNO, 1960; BARANSKIY, 1969]. J.R. HEIRTZLER [1964, 1965] berichtet von sprunghaft, bis zu einer Größenordnung ansteigenden Amplituden im Bereich der Polarlichtzone. Der Charakter dieser Amplitudenabhängigkeit kann sich jedoch von Fall zu Fall ändern. GUDKOVA et al. [1971] finden z.B., daß die breitenabhängige Verteilung der pc 3-Amplituden ein glattes Verhalten mit einem breiten Maximum bei etwa 60° geomagnetischer Breite zeigt, wobei die genaue Lage des Amplitudenmaximums sich schnell verändert, die Periode aber konstant bleibt. Die genannten Autoren weisen darauf hin, daß die maximalen pc 3-Amplituden 2-3 nT nicht überschreiten. H. VOELKER [1965] beobachtet neben Pulsationseffekten mit konstant bleibenden Amplituden auch Fälle, wo die Amplitudenabhängigkeit von der Breite zusätzlich vom magnetischen Störungsgrad beeinflußt wird. SAITO [1969] findet auf statistischem Wege eine Amplitudenverteilung von pc 4 Pulsationen über die geomagnetische Breite mit zwei Maxima, wobei eines in die Polarlicht- und das zweite in die Subauroralzone fällt. SAMSON und ROSTOKER [1972] werteten Daten von 7 Stationen in Kanada zwischen $58{,}5^{\circ}$ N

und 77,0° N aus. Ihre Ergebnisse weisen darauf hin, daß pc 4 statistisch ihre größten Intensitäten südlich von 60° - 62° N haben. Nach ELLIS [1960] sind pc 4 Amplituden von 0,5 nT typisch für niedrige und nach STENING und GUPTA [1971] 3-5 nT für hohe Breiten. Gewöhnlich erhält man für magnetisch stärker gestörte Zeiten größere pc 3-4 Amplituden als für niedrige Kp-Werte. In der Literatur wird jedoch auf ein komplizierteres Verhalten der pc 4 in Abhängigkeit vom magnetischen Störungsgrad hingewiesen, und es wird auch von pc 4 Ereignissen berichtet, bei denen die Amplituden mit wachsendem Kp abnehmen.

VOELKER [1965] zeigte, daß die in Lerwick (L = 3,97) beobachteten Pulsationsspektren zwei vorherrschende Frequenzbänder bei T = 30 sec und T = 120 sec aufweisen, während in Kiruna (L = 5,43) nur ein einziger Peak bei T = 30 sec auftritt. In Anlehnung an diese auf statistischem Wege gefundenen Ergebnisse, interpretieren ORR und MATTHEW [1971] und ebenfalls ORR [1973] die 120 sec (pc 4) und 30 sec (pc 3) Pulsationen als stehende Wellen im an die magnetischen Feldlinien gebundenen Plasma im Innern der Plasmasphäre bzw. innerhalb des Plasmatroges. H. FUKUNISHI und L.J. LANZEROTTI [1974] folgern aus dem scharfen Übergang von pc 4 nach pc 3 im Bereich der Plasmapause, daß ULF-Bodenmessungen dieser Diskontinuität die Möglichkeit bieten, die Dynamik der Plasmasphäre und der Plasmapause zu studieren.

CUMMINGS et al. [1969, 1972] berichten von kontinuierlichen Pulsationen, die durch Satelliten (ATS 1) mit Hilfe von Fluxgate-Magnetometern gemessen wurden. Sie beobachteten in der Äquatorebene bei R = 6,6 R_E an ruhigen Tagen Transversalwellen mit Perioden von T = 50 sec bis 300 sec und Wellenamplituden zwischen 2 und 20 nT. Alle beobachteten Ereignisse traten tagsüber mit einem Häufigkeitsmaximum zwischen 12.00 h und 15.00 h LT auf; die hier gefundene Häufigkeitsverteilung stimmt also mit der am Boden gemessenen pc 4-Verteilung überein.

F. VAN-CHI et al. [1968] untersuchten pc 3-Pulsationen an den zueinander konjugierten Stationen Sogra (56,3° N, 132,0° E) und Kerguelen (57,5° S, 128,6° E). Aus der Übereinstimmung des an beiden Punkten beobachteten Schwingungsverlaufs und der Gleichheit der gemessenen Perioden schließen die Autoren auf einen synchronen Anregungsmechanismus dieser Pulsationen. Weiter bestätigen sie, daß neben größenordnungsmäßig vergleichbaren Amplituden das tägliche Verhalten der Polarisationseigenschaften in der nördlichen Hemisphäre, nämlich Drehung des horizontalen magnetischen Störungsvektors im Gegenuhrzeigersinn während der Morgenstunden, der Rotationsrichtung des Störungsvektors im Uhrzeigersinn in der südlichen Hemisphäre entspricht. Außerdem wird eine Umkehr des Drehsinns in den Nachmittagsstunden an beiden Stationen beobachtet.

Die theoretisch aufgezeigte Möglichkeit der Existenz von Pulsationen mit breitenabhängigen Perioden waren häufig der Anlaß, in den Beobachtungen nach diesem Phänomen zu suchen. Es ist allerdings nicht zu übersehen, daß hierüber in den zahlreichen bisher veröffentlichten Arbeiten zum Teil sehr voneinander abweichende Ergebnisse und Deutungsversuche zu finden sind. So glaubten T. OBAYASHI und J.A. JACOBS [1958] aus der Analyse der Hauptregistrierungen (Vorschub 2 cm/h) von 11 Stationen auf statistischem Wege einen linearen Zusammenhang zwischen Pulsationsperioden und $(\cos\varphi)^{-2}$ gefunden zu haben (φ = geomagnetische Breite), der allerdings später von J.A. JACOBS [1960] für ungültig erklärt wurde, weil für die statistische Untersuchung auch die Perioden von pi 2 mit verwendet wurden.

Als Ergebnis der statistischen Auswertung sinusförmiger kontinuierlicher Pulsationen (pc) an den drei australischen Stationen Townsville (29° S geomagnetischer Breite), Adelaide (45° S) und Hobart (52° S) fand R.A. DUNCAN [1961] eine systematische Zunahme der mittleren Periode mit der Breite. G.R.A. ELLIS [1960], der fast das gleiche Material bearbeitet hat, bestreitet dagegen ein solches Anwachsen der pc-Periode mit der Breite.

Erste zuverlässige Resultate über die Breitenabhängigkeit der Periode von pc's und pse's (pulsation single effects) im Bereich von 48,9° N - 58,5° N wurden von H. VOELKER [1963] erzielt und von M. SIEBERT [1965] theoretisch gedeutet. Daß dieses von VOELKER beobachtete, sowohl statistisch abgesicherte als auch durch zahlreiche Einzelbeispiele belegte Phänomen der Breitenabhängigkeit trotzdem nicht immer aufzutreten braucht, findet V.A. TROITSKAYA [1967] bei ihren Untersuchungen an etwa 100 gleichzeitig registrierten Effekten an den Stationen Lovozero (62,9° N, 127,3° E), Borok (53,0° N, 123,5° E) und Aloushta (40,9° N, 114,0° E). Sie gibt Beispiele an, in denen die Periode mit der Breite zunimmt wie auch abnimmt.

Die obige Übersicht über Eigenschaften von pc 3-4 Pulsationen ließe sich bis zu weit größerem Umfang fortführen, sofern man alle in den letzten Jahren hierüber durchgeführten Untersuchungen und die in einer sehr großen Anzahl von Publikationen veröffentlichten Ergebnisse berücksichtigen würde. Es ist allerdings sehr zweifelhaft, ob damit ein einheitlicheres Bild der Pulsationseigenschaften vermittelt werden könnte, zumal es nicht selten vorkommt, daß über gleiche Phänomene - wie z.B. die Breitenabhängigkeit der Periode - von verschiedenen Autoren unterschiedliche oder gar gegensätzliche Resultate erzielt werden. Dieser Eindruck wird verstärkt, je mehr man sich in der speziellen Literatur umsieht. Die Ursachen dieser Diskrepanzen liegen sicher teilweise in der unzureichenden Anzahl der Pulsationsstationen, ihrer unregelmäßigen geographischen Verteilung und ganz besonders in der Verwendung unterschiedlicher Registrierverfahren und Auswertungsmethoden. So gut wie alle beobachteten Pulsationsphänomene werden durch Parameter wie erdmagnetische Aktivität, Tageszeit, Jahreszeit usw. beeinflußt. Somit dürften insbesondere rein statistische Untersuchungen verschiedenartige Ergebnisse liefern, sofern die Autoren ihrem Beobachtungsmaterial mehr oder weniger stark voneinander abweichende Klaseneinteilungen der von ihnen jeweils berücksichtigten Parameter zugrunde gelegt haben. Die Frage, ob bei einer nochmaligen Bearbeitung des gesamten Pulsationsbeobachtungsmaterials

der letzten Jahre unter Berücksichtigung standardisierter Auswerteverfahren die Ergebnisse ein einheitlicheres Bild der Eigenschaften erdmagnetischer Pulsationen ergeben würde, dürfte - zumindest aus rein statistischer Sicht - positiv beantwortet werden. Inwieweit sich jedoch hierdurch ein wesentlicher Beitrag zum Verständnis der Pulsationsanregungsmechanismen und damit über die sich in der Magnetosphäre abspielenden dynamischen Prozesse ergibt, ist fraglich. Um zu diesem, besonders in der neueren Zeit stark interessierenden Fragenkomplex brauchbare Antworten zu erhalten, ist es erfolgversprechender, synchrone Registrierungen möglichst zahlreicher und sinnvoll angeordneter Meßstationen unter Berücksichtigung ebenfalls gleichzeitiger sowie räumlich eng benachbarter Ballon-, Raketen- und Satellitenmessungen auszuwerten. Somit sind die mit Hilfe eines engräumigen standardisierten Stationsnetzes in Nordskandinavien durchgeführten Pulsationsmessungen als ein Versuch zu verstehen, aus der Analyse des synchron vorliegenden Beobachtungsmaterials sowohl neue Kenntnisse über die phänomenologischen Eigenschaften der Pulsationen zu gewinnen als auch darüber hinaus einen Beitrag zum besseren Verständnis magnetosphärischer Erscheinungen zu leisten.

3.2 Registrierbeispiele

Erste Orientierungsmöglichkeiten über das Verhalten und die Eigenschaften erdmagnetischer Pulsationen bieten die im Gelände und an den Observatorien gewonnenen Registrierungen.

Im folgenden Abschnitt soll an Hand einiger ausgewählter Einzeleffekte gezeigt werden, wie sich u.a. das von VOELKER untersuchte Amplituden-, Perioden- und Phasenverhalten der pc's über den von ihm betrachteten Breitenbereich hinaus nach Norden fortsetzt. Es werden nur die Horizontalkomponenten H (positiv von

Süd nach Nord) und D (positiv von West nach Ost) betrachtet. Die Vertikalkomponente Z des magnetischen Störungsfeldes der Pulsationen wird außer acht gelassen, weil das Verhalten dieser Komponente weitgehend von der Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund bestimmt wird. Infolge der zeitlichen Änderungen des äußeren (primären) Magnetfeldes werden im leitfähigen Erdinnern Ströme induziert, deren (sekundäres) Magnetfeld sich dem primären Feld überlagert. Im Gegensatz zu den Horizontalkomponenten kompensieren sich dabei die Z-Komponenten von außen und innen weitgehend. Die in der Z-Registrierung erscheinende Differenz ist somit ein Indikator für Leitfähigkeitsanomalien und kann daher schon an eng benachbarten Orten völlig verschieden sein, ohne daß dies an irgendwelchen Eigenschaften der Pulsationen zu liegen braucht. Lediglich wenn das äußere Feld inhomogen ist, wird auch ein Z beobachtet, das nicht nur vom Untergrund herrührt. Dies zeigt sich besonders im Gebiet des Elektrojets. Zu erwähnen ist ferner, daß die Beispiele keine Kopien von Originalregistrierungen sind, sondern als von der EDV-Anlage geplottete Montage von Effekten wiedergegeben werden, die gleichzeitig an mehreren Stationen registriert wurden. Jeder Effekt wird gekennzeichnet durch Jahr, Monat, Tag und Uhrzeit des Ereignisses. Die vertikalen Linien (Minutenmarken) geben die Weltzeit (UT) an. Unter Berücksichtigung der am rechten Rand angegebenen Empfindlichkeitsbalken für T = 20 sec sowie der normierten Amplitudenresonanzkurven lassen sich die Amplituden abschätzen. Hierbei ist zu beachten, daß die Registrierungen der beiden südlichen Stationen Wingst und Enköping wegen ihrer normalerweise geringeren Pulsationsaktivität gegenüber den nördlicheren Stationen mit der doppelten Empfindlichkeit wiedergegeben werden. Weiter wurde beim Erstellen der Plotprogramme darauf geachtet, daß sich die Registrierspuren benachbarter Stationen nicht überschneiden. Dies hatte zur Folge, daß Pulsationseffekte mit höherem magnetischen Störungsgrad mit geringerer Empfindlichkeit und umgekehrt Effekte mit niedrigem Kp mit größerer Empfindlichkeit gezeichnet wurden. Die Stationssymbole links an den Registrierspuren sind von oben nach unten in ihrer

Reihenfolge auf dem Profil von Norden nach Süden angegeben.

Abb. 7 zeigt die H- und D-Komponenten eines Pulsationsereignisses aus einem Zeitintervall mit geringem magnetischen Störungsgrad (Kp = 1-). Was zunächst bei oberflächlicher Betrachtung gesagt werden kann, ist, daß an allen Stationen Pulsationsaktivität herrscht und daß der Schwingungsverlauf der Pulsationen, insbesondere in den D-Komponenten, an benachbarten Stationen über dem gesamten Breitenbereich von $\varphi_{geom} = 54{,}6^{\circ}$ bis $\varphi_{geom} = 67{,}14^{\circ}$ weitgehend übereinstimmt. Die Hauptschwingungsperiode von etwa T = 45 sec ist dominierend an allen Stationen, jedoch ist ein Anwachsen der Periode mit zunehmender geomagnetischer Breite

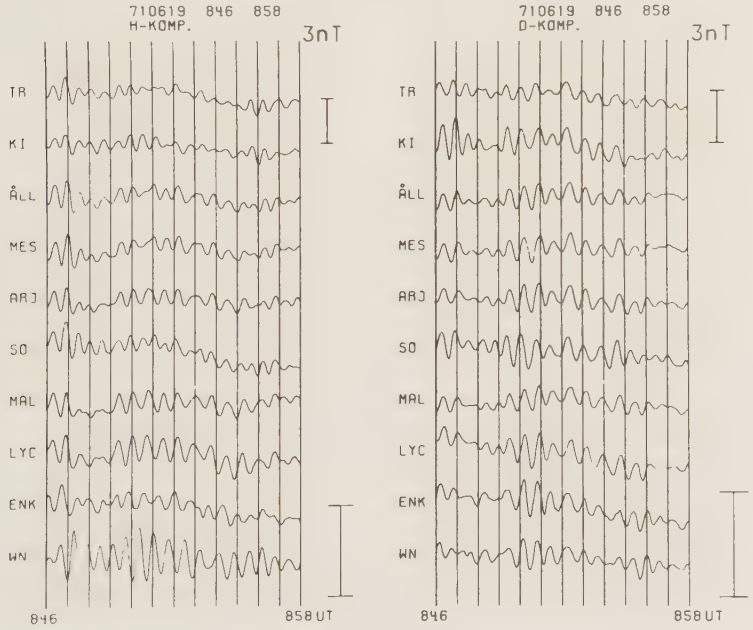


Abb. 7: Registrierung erdmagnetischer Pulsationen auf einem NS-Profil bei niedrigem magnetischen Störungsgrad; Kp = 1-.

weder in D noch in H zu beobachten. Die Amplitudenverteilung über die Breite zeigt ein glattes, nahezu konstantes Verhalten. Ebenso sind die Amplituden der H- und D-Komponenten an einer festen Station im Mittel etwa gleich groß. In Wingst, der südlichsten Station, überwiegt allerdings deutlich sichtbar die H-Komponente.

Viel weniger übersichtlich ist das Erscheinungsbild gleichzeitiger, kontinuierlicher Pulsationen im nächsten Registrierbeispiel der Abb. 8. Bei diesem Effekt ist offensichtlich ein umfangreicheres Frequenzspektrum angeregt worden. Aber trotz der

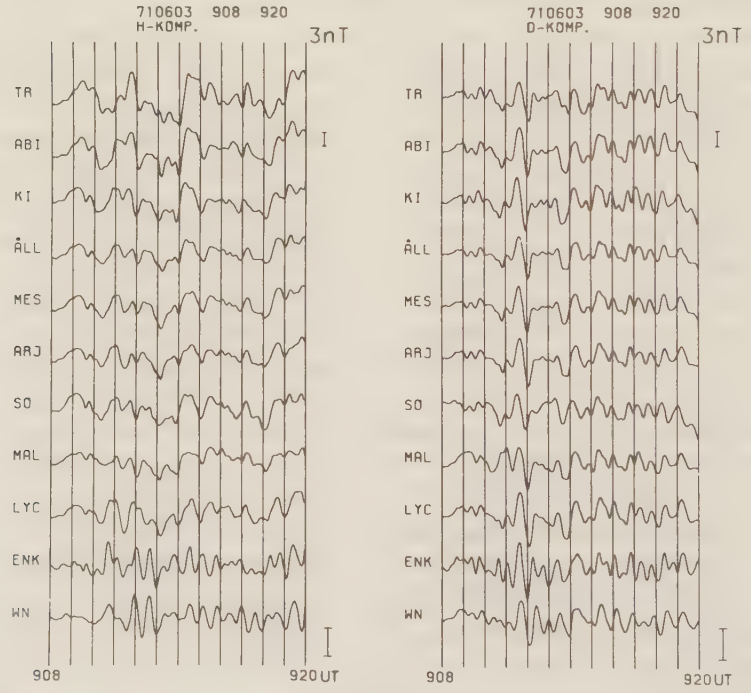


Abb. 8: Registrierbeispiel erdmagnetischer Pulsationen auf einem NS-Profil; Kp = 2o.

in sich komplizierten Struktur der Schwingungsform beobachtet man auch hier wieder, daß die Registrierspuren benachbarter Stationen über das gesamte Breitenprofil nahezu parallel verlaufen und in D selbst bis in Einzelheiten übereinstimmen. Ohne die genauen Ergebnisse einer statistischen Frequenzanalyse vorwegzunehmen, darf man annehmen, daß die Zeitreihen bezüglich einer festen Referenzstation sehr gut miteinander korreliert sind. Vergleicht man die jeweils zusammengehörigen H- und D-Komponenten untereinander, so fällt deutlich der verschiedenartige Verlauf ihrer Schwingungsformen auf. Dem hier vorliegenden höheren magnetischen Störungsgrad von Kp = 2o gegenüber Kp = 1- im vorherigen Beispiel entspricht erwartungsgemäß eine Verstärkung der Amplituden. Gegenüber der in D noch ziemlich glatten Amplitudenverteilung über die geomagnetische Breite beobachtet man in H ein stärkeres Anwachsen der Amplituden an den nördlichsten Stationen, und bei genauerer Betrachtung stellt man außerdem fest, daß zwischen Lycksele (LYC) und Kiruna (KI), also etwa zwischen 63° und 65° geomagnetischer Breite, ein schwaches Amplituden-Minimum durchlaufen wird. In den H-Komponenten treten in Wingst (WN) und Enköping (ENK) im Vergleich zu den nördlicheren Stationen nur kürzere Pulsationsperioden auf, die jedoch keinen Breitenabhängigkeitseffekt zeigen. Diese an den beiden südlichsten Stationen dominierende Periode von T = 38 sec setzt sich zwar in gedämpfter Form nach Norden fort, wird jedoch ab Lycksele (LYC) durch das neue und stärker betonte Auftreten einer längerperiodischen Schwingung um T = 6O sec zeitweise völlig überdeckt, die ihrerseits ebenfalls keine sichtbare Zunahme der Periode mit anwachsender Breite zeigt. An den nördlichsten Stationen treten in H langperiodische Anteile um T = 15O sec auf, die sich jedoch im Süden nicht mehr bemerkbar machen. Die D-Komponenten zeigen konstante Perioden über das gesamte Breitenprofil von Wingst bis Tromsø.

Ein weiteres Beispiel einer magnetisch stärker gestörten Pulsationsregistrierung (Kp = 3+) wird in Abb. 9 dargestellt. Während sich in D der Frequenzinhalt der Pulsationen von Station zu

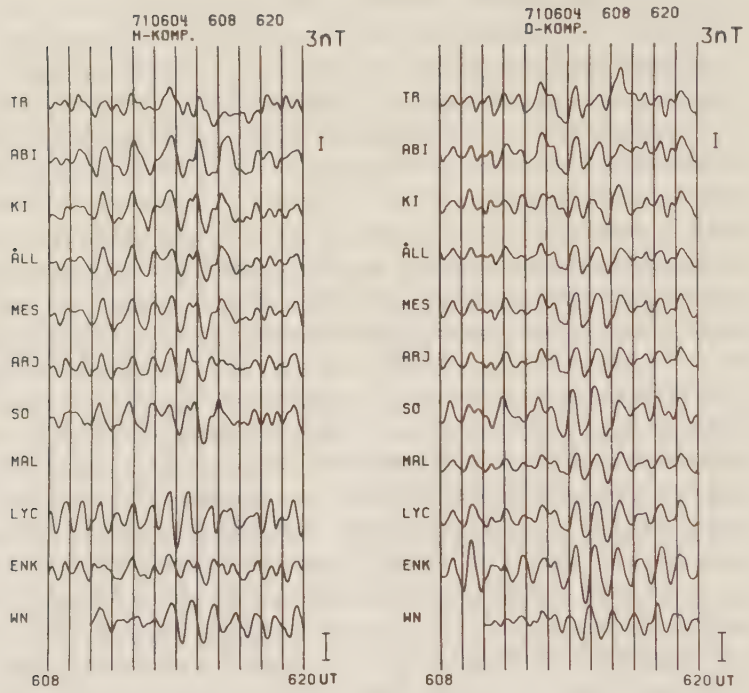


Abb. 9: Registrierbeispiel erdmagnetischer Pulsationen auf einem NS-Profil; Kp = 3+.

Station nicht merklich verändert, werden die in H in südlichen Breiten dominierenden kürzeren Perioden um etwa T = 60 sec mit anwachsender Breite von längerperiodischen Anteilen (T = 120 sec) verdrängt und an den nördlichsten Stationen (TR, ABI, KI) gänzlich überdeckt. Eine deutliche und systematische Breitenabhängigkeit der Periode, wie sie von VOELKER erstmals für Fürstenfeldbruck, Göttingen und Wingst nachgewiesen wurde, ist auch in diesem Beispiel nicht zu beobachten. Neben sowohl in H als auch in D größeren Amplituden gegenüber den anderen Beispielen findet man insbesondere in hohen Breiten ein Amplituden-

verhältnis der Horizontalkomponenten mit überwiegendem H. Bei genauerer Betrachtung der Amplitudenverteilung über die geomagnetische Breite zeigt sich wieder zwischen Lycksele und Kiruna ein diesmal allerdings nur schwach ausgeprägtes Minimum.

Ein Pulsationsereignis (Kp = 4o) mit zunehmender Periode in den H-Komponenten bei anwachsender Breite ist im Beispiel der Abb. 10 gezeigt. Deutlich sichtbar wächst die Periode von etwa T = 78 sec in Wingst ($\varphi_{geom.Br.} = 54{,}6^{o}$) auf T = 89 sec in Enköping ($\varphi_{geom.Br.} = 58{,}31^{o}$), T = 94 sec in Fränsta ($\varphi_{geom.Br.} = 61{,}26^{o}$) und T = 104 sec in Hammarstrand ($\varphi_{geom.Br.} = 61{,}80^{o}$) an. Dann bleibt sie über Junsele ($\varphi_{geom.Br.} = 62{,}25^{o}$) mit T = 104 sec, Lycksele ($\varphi_{geom.Br.} = 62{,}71^{o}$) mit T = 104 sec bis Malå ($\varphi_{geom.Br.} = 63{,}24^{o}$) mit ebenfalls T = 104 sec konstant, um dann abermals über Sodankylä ($\varphi_{geom.Br.} = 63{,}79^{o}$) und Messaure ($\varphi_{geom.Br.} = 64{,}21^{o}$) mit jeweils T = 115 sec nach Kiruna ($\varphi_{geom.Br.} = 65{,}24^{o}$) auf T = 120 sec und Tromsø ($\varphi_{geom.Br.} = 67{,}14^{o}$) auf T 140 sec anzuwachsen. In den D-Komponenten bleibt die Periode zwischen Wingst und Messaure konstant (T = 75 sec), vergrößert sich dann aber ab Kiruna sprunghaft auf den doppelten Wert. Die Amplitudenverteilungen zeigen die bei höherem magnetischen Störungsgrad erwartete Abhängigkeit von der Breite, und zwar beobachtet man in H ab Lycksele ein sehr starkes Anwachsen der Amplituden, die in Tromsø etwa das zehnfache der in Wingst registrierten Amplitudenwerte erreichen. Die nördlichste russische Station Heiss ($\varphi_{geom.Br.} = 71{,}37^{o}$) liegt nicht mehr im Bereich maximal auftretender Amplituden. Das Amplitudenverhältnis von H:D ist stets größer als 1, insbesondere gilt dies im Bereich der Polarlichtzone.

Abb. 11 zeigt schließlich einen letzten Effekt bei Kp 3+, in dem das Anwachsen der Periode mit zunehmender geomagnetischer Breite in H an den nördlichen Stationen deutlich zu erkennen ist. Besonders auffallend ist die zwischen WN und ENK beobachtete Periodendiskontinuität, die lediglich in der H-Komponente auftritt. Auch die in H bei höherem Kp charakteristische Zunahme

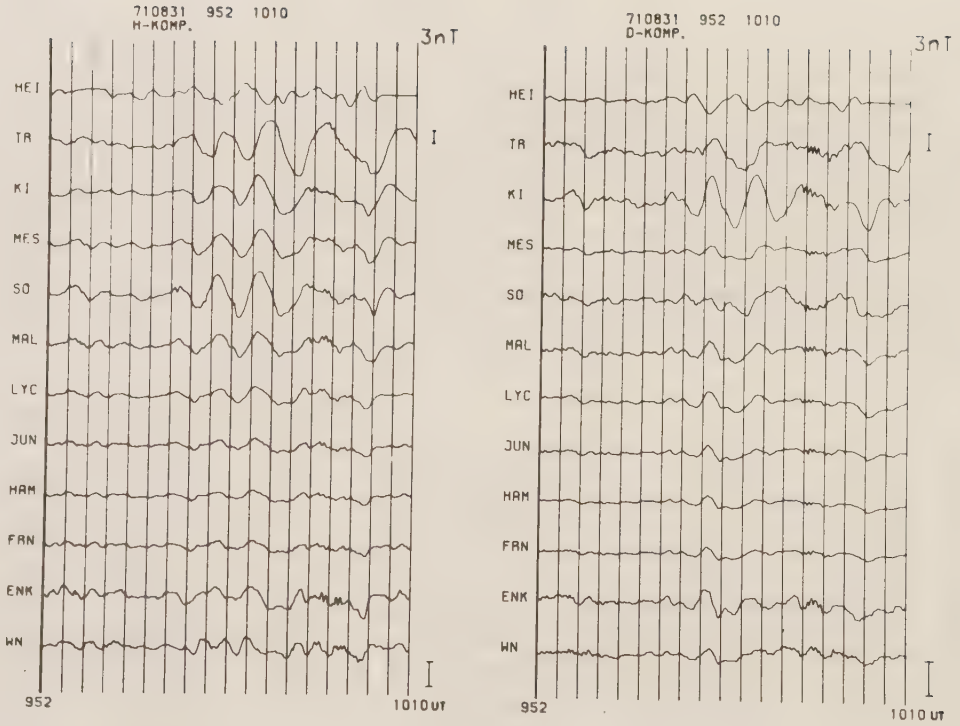


Abb. 10: Registrierbeispiel erdmagnetischer Pulsationen mit breitenabhängigen Perioden. Kp = 4o.

Abb. 11: Registrierbeispiel erdmagnetischer Pulsationen auf einem NS-Profil; Kp = 3+.

der Amplituden mit anwachsender Breite zeigt sich auch in diesem Beispiel in deutlicher Weise.

3.3 Digitalisierung der Registrierungen und Aufbereitung der Daten

Nach Abschluß der ersten, meist routinemäßigen Arbeitsprozeduren, wie Beschriftung der Registrierungen, Auswertung der Kurzeichungen, Anbringung von Zeitmarkenkorrekturen und Erstellung von Übersichtslisten über die Ausfallzeiten wurden die brauchbaren Effekte tabellarisch erfaßt. Sie wurden nach spezifischen Merkmalen, wie Typ (Pi 2, pc, pse, pg), magnetischem Störungsgrad (Kp), Tageszeit, Hintergrundaktivität oder Güte der Aufzeichnung klassifiziert. Aus diesem umfangreichen Registriermaterial (etwa 250 pi's, 250 pc's, 45 pse's und 45 pg's) wurden die besten Effekte ausgewählt und für die Verarbeitung in der elektronischen Rechenmaschine aufbereitet. Dazu wurden zunächst mit Hilfe einer speziell für diesen Zweck konstruierten optischen Vergrößerungseinrichtung Zwölf- und später Achtzehnminutenzeitintervalle der Originalregistrierungen auf einen einheitlichen Maßstab in der Zeitachse gebracht, um dann auf transparentes Millimeterpapier (Format DIN A 3) nachgezeichnet zu werden, wobei angestrebt wurde, daß jeweils eine Komponente aller Stationen vollständig und in der richtigen Reihenfolge auf einem Blatt vorlagen. War ein derartiges Herauszeichnen der Effekte zeitraubend und mühevoll, so erleichterte es jedoch in Zweifelsfällen die Identifizierung der einzelnen Komponenten, falls Spuren der Originalregistrierungen durcheinandergelaufen waren. Weiterhin konnte bereits eine Übersicht über das Verhalten der Pulsationen über das gesamte Breitenprofil gewonnen werden,und schließlich sollte sich der im nächsten Schritt vorgesehene Digitalisierungsvorgang einfacher und schneller durchführen lassen. Digitalisiert wurden die vergrößerten Registrierungen durch Abtasten der Kurven mit einem sog. Pencil Follower der Firma D-MAC. Als Ergebnis erhält man einen 8-Kanal-Lochstreifen im ASCII-Code. Der Lochstreifen enthält die orthogonalen xy-Koordinaten der Effekte und der Zeitmarken, wobei der Koordinatenursprung in der linken unteren Ecke des Digitalisiertisches liegt. Weitere für die Aufbereitung der Daten wichtige Kennungsgrößen wie Stationsnummer, Kom-

ponente, Uhrzeit, Datum, Eichwerte, Inkrement (kleinster Abstand zweier aufeinanderfolgender x-Koordinaten beim Durchlaufen einer Kurve) und optische Vergrößerung sowie der beim Abspielen der Magnetbänder benutzte Abschwächungsfaktor wurden beim Digitalisieren von Hand eingegeben. Um später ein mögliches Schiefliegen der Digitalisierungsvorlage zu korrigieren, wurden außerdem die Koordinaten der vier Eckpunkte der Vorlage abgetastet und gespeichert.

Pulsationseffekte mit bevorzugtem Auftreten kürzerer Perioden zwischen 10 sec und 35 sec, also insbesondere Pulsationen des Typs pc 3, wurden in der Regel mit einem Inkrement (äquidistante x-Werte) von 1 mm digitalisiert; dies entspricht bei einem Abstand der Minutenmarken von 20 mm einem Digitalisierungsabstand der Meßwerte von 3 sec. Die kürzeste überhaupt auflösbare Periode ergibt sich hieraus zu T_N = 6 sec (Nyquistfrequenz). Bei längerperiodischen (etwa T 60 sec) und im Verlauf "glatten" Pulsationsereignissen genügte es, die Abtastrate um den Faktor 2 auf 2 mm zu verringern. Die hieraus resultierende Nyquistfrequenz liegt dann bei T_N = 12 sec. Dies hatte einerseits den Vorteil einer Zeitersparnis, insofern die Kurven zügiger abgetastet werden konnten, außerdem wurde die beim Digitalisieren auftretende Fehlerrate (Ausfallen von Meßwerten) verringert, wodurch schließlich auch eine schnellere Korrektur der digitalisierten Daten erreicht wurde.

Bei einer vorgegebenen Genauigkeit der Koordinaten von 0,1 mm wurde ein Auflösungsvermögen in der Amplitude je nach dem Eichfaktor, dem Abspielfaktor bei der Wiedergabe der Magnetbänder und je nach der anschließenden optischen Vergrößerung zwischen 0,003 und 0,03 nT erzielt.

Im Rechenzentrum der Universität Göttingen wurden die Lochstreifeninformationen mit Hilfe eines speziell hierfür geschriebenen Übersetzungsprogrammes auf 80-spaltige Lochkarten oder auf Massenspeicher, wie Magnettrommel oder Magnetband übertragen

und in einer Rechenroutine auf Digitalisierungsfehler und Fehler in den Kennungsgrößen untersucht. Diese Routine ergänzt u.a. fehlende Meßwerte (Ausfälle des Digitalisierers an einzelnen Punkten) durch 4-Punkt Lagrange Interpolation, lokalisiert Formatfehler und Ausreißer in den Daten, berücksichtigt Zeitkorrekturen, schiefe Blattlage der Digitalisierungsvorlage und ungleichmäßigen Zeitmarkenabstand (häufig bedingt durch ungleichmäßigen Filmvorschub oder Filmschrumpfung beim Trocknen) und zentriert schließlich die Meßwerte um den zur jeweiligen Station und Komponente gehörenden Mittelwert. Waren endlich die Zeitreihen einschließlich der manuell eingegebenen Kennungsgrößen von allen möglichen Fehlern befreit, standen die Daten auf Trommel- oder Magnetbanddateien, geordnet nach richtiger Stationsfolge und Komponenten, für die anschließend vorgesehene Datenanalyse auf Abruf bereit.

3.4 Statistische Frequenzanalyse der Daten

Während die harmonische Analyse mit Erfolg auf determinierte (periodische und aperiodische) Zeitreihen angewendet werden kann, wie z.B. bei der Analyse der Gezeiten, so ist diese Methode der Datenanalyse bei Prozessen, deren Zeitverlauf nicht mehr vorausgesagt werden kann, wie z.B. bei Beobachtungsreihen der Tagestemperaturen in verschiedenen Jahren oder auch bei den erdmagnetischen Pulsationen nur mit Vorbehalt anwendbar. Die bei den zweitgenannten Prozessen häufig auftretende Unsicherheit in der Bestimmung der Phasendifferenzen beim Vergleich verschiedener Zeitreihen untereinander sowie die ungenügende Trennschärfe und Abschwächung vorherrschender Frequenzanteile durch überlagerte Störungen wirken sich ungünstig auf die Analysenergebnisse aus.

Im wesentlichen hat N. WIENER den Begriff der harmonischen Analyse auf die Behandlung stochastischer (nichtdeterminierter) Prozesse (engl. random process) erweitert. Ein stochastischer

Prozeß umfaßt immer eine ganze Schar (engl. ensemble) von Beobachtungsreihen $\mu_x(t)$, $\mu = 1,2,\ldots$. An die Stelle der kontinuierlichen Zeitfunktion können auch diskrete Folgen $\mu_{x_{t_1}}, \mu_{x_{t_2}}, \ldots$ (z.B. Zeilen mit Zufallszahlen) treten. Jede einzelne Folge $\mu_x(t)$ stellt eine Realisierung des Prozesses dar, und die Gesamtheit aller möglichen Realisierungen ist der Prozeß selbst. Die Erwartungswerte werden immer durch Mittelung über alle $\mu = 1,2,\ldots$ gewonnen.

Der Gaußsche stationäre Prozeß bildet ein einfaches Modell für einen stochastischen Prozeß. Stationarität bedeutet, daß die Erwartungswerte der ersten und zweiten Momente vom Anfangspunkt der Zeitreihe unabhängig sind; d.h. es wird angenommen, daß

$$E[x_{t_1}] = E[x_{t_1+t}]$$

$$E[x_{t_1} \cdot x_{t_2}] = E[x_{t_1+t} \cdot x_{t_2+t}]$$

für alle t gilt.

Wenn außerdem alle Realisierungen einander statistisch äquivalent sind und die Mittelung über alle Realisierungen zu einer festen Zeit t das gleiche Ergebnis liefert wie die zeitliche Mittelung über eine Realisierung, dann ist der stationäre stochastische Prozeß ergodisch.

Ist jede Realisierung des Prozesses (jede Stichprobe von n aufeinanderfolgenden Beobachtungen oder Meßwerten) aus einer n-dimensionalen (normalen) Häufigkeitsverteilung entnommen, dann hat man es mit einem Gaußschen Prozeß zu tun. Sowohl der Gaußschen Normalverteilung als auch dem Gaußschen Prozeß ist gemeinsam, daß beide durch ihre ersten und zweiten Momente vollständig bestimmt werden. Wird ohne Einschränkung der Allgemeinheit angenommen, daß die Variablen x_{t_i} zentriert sind, also $E[x_{t_i}] = 0$, so werden zur Beschreibung der Gaußverteilung lediglich die zweiten Momente

$E[x_{t_i} \cdot x_{t_k}]$, i,k = 1,....n, benötigt, die wegen der Ergodizitäts- und Stationaritätsannahme nur von der Differenz $\tau = t_i - t_k$ abhängen. Die Bestimmung der zweiten Momente führt auf die Autokovarianzfunktion, die für kontinuierliche Variable durch

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} x(t)\, x(t+\tau)\, dt$$

gegeben ist und folgende Eigenschaften besitzt:

1) $R_{xx}(\tau) = R_{xx}(-\tau)$

2) $\int_{-\infty}^{\infty} |R_{xx}(\tau)|\, d\tau < \infty$

3) $R_{xx}(0) \geq R_{xx}(\tau)$

WIENER zeigte, daß zwischen der Autokovarianzfunktion $R_{xx}(\tau)$ und dem quadratischen Spektrum (engl. power-spectrum)

$$P_{xx}(f) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \left| \int_{-T}^{T} x(t)\, e^{-2\pi i f t}\, dt \right|^2$$

der stochastischen Funktion x(t) die fundamentale funktionale Beziehung

$$R_{xx}(\tau) = \int_{0}^{\infty} P_{xx}(f) \cdot \cos(2\pi f \tau)\, df \qquad \text{und}$$

$$P_{xx}(f) = 4 \int_{0}^{\infty} R_{xx}(\tau) \cdot \cos(2\pi f \tau)\, d\tau \qquad \text{besteht, d.h.}$$

$R_{xx}(\tau)$ ist die Kosinustransformierte von $P_{xx}(f)$ und umgekehrt. Wird der Zusammenhang zwischen zwei verschiedenen Zeitfunktionen x(t) und y(t) untersucht, ergibt sich in analoger Weise die Kreuzkovarianzfunktion

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{T} x(t)\, y(t+\tau)\, dt$$

mit den Eigenschaften

1) $R_{xy}(\tau) = R_{yx}(-\tau)$

2) $\int_{-\infty}^{\infty} |R_{xy}(\tau)|\, d\tau < \infty$

3) $R_{xx}(0) + R_{xy}(0) \geq |R_{xy}(\tau)|$

Da $R_{xy}(\tau)$ keine gerade Funktion von τ ist, tritt bei der Fouriertransformation von $R_{xy}(\tau)$ neben dem Kosinus- auch ein Sinusglied:

$$P_{xy}(f) = 4 \int_{o}^{\infty} R_{xy}(\tau) \cdot \cos(2\pi f\tau)\, d\tau$$ Wirkspektrum (engl. co-spectrum)

$$S_{xy}(f) = 4 \int_{o}^{\infty} R_{xy}(\tau) \cdot \sin(2\pi f\tau)\, d\tau$$ Blindspektrum (engl. quadrature spectrum)

Die Bezeichnungsweise entstammt der Wechselstromtechnik und zwar beschreiben die beiden Spektren die gleichphasigen und die um 90° phasenverschobenen (in "Quadratur" stehenden) Anteile der beiden Beobachtungsfunktionen. P_{xy} und S_{xy} werden zusammen als Kreuzspektrum von x und y bezeichnet.

Die praktische Berechnung der Kovarianzfunktionen und ihrer Fouriertransformierten kann nicht nach obigen Formeln durchgeführt werden, da die Beobachtungsreihen zeitlich begrenzt sind.

Dies hat zur Folge, daß man immer nur Schätzwerte (engl. estimates) für das Spektrum des zugrundeliegenden stochastischen Prozesses gewinnen kann. Die Schätzwerte der Autokovarianzfunktion $R_{xx}(\tau_r)$ einer aus n diskreten Meßwerten x_i (i = 1,2,....n) bestehenden Stichprobe berechnen sich in den Verschiebungsschritten $\tau_r = r\Delta t$ (r = 0,1,....,m) zu

$$R^*_{xx}(\tau_r) = \frac{1}{n-r} \sum_{i=1}^{n-r} x_i \, x_{i+r} \quad \text{mit} \quad r = 0,1,....,m \quad \text{und } m < n,$$

Δt ist der zeitliche Abstand zweier Meßwerte.

Die Beschränkung des τ_r-Bereiches läßt sich als Multiplikation von $R_{xx}(\tau)$ mit der Rechteckfunktion

$$g_o(\tau_r) = \begin{cases} 1 & \text{für } |\tau_r| \leq \tau_m \\ 0 & \text{für } |\tau_r| > \tau_m \end{cases}$$

auffassen.

Die Fouriersummentransformation der Autokovarianzfunktion $R^*_{xx}(\tau_r)$ ergibt das Powerspektrum $P^*_{xx}(f_q)$ für die diskreten Frequenzen

$$f_q = \frac{q}{m} \cdot f_n \quad , \qquad q = 0,1,2,....,m \qquad \text{und } f_n = \frac{1}{2\Delta t}$$

$$P^*_{xx}(f_q) = \Delta t \left[R^*_{xx}(0) + (-1)^q R^*_{xx}(\tau_m) \cdot \cos(q\pi) + 2 \sum_{r=1}^{m-1} R^*_{xx}(\tau_r) \cdot \cos\left(\frac{\pi q r}{m}\right) \right]$$

Die Beschränkung des τ_r-Bereichs wirkt sich auf das geschätzte Spektrum $P^*_{xx}(f_q)$ dahingehend aus, daß das wahre Spektrum P_{xx} mit der Fouriertransformierten $G_o(f_q)$ der Rechteckfunktion $g_o(\tau_q)$ gefaltet wird, wobei

$$G_o(f_q) = \frac{\sin(2\pi f_q \tau_m)}{\pi f_q}$$

Die Faltung bewirkt, daß das wahre Spektrum $P_{xx}(f_q)$ über benachbarte Frequenzen (im Bereich des Maximums der Faltungsfunktion $G_o(f_q)$) gemittelt wird, wobei sich das Mittelungsintervall in der Frequenz f_q zwischen $\pm \frac{1}{2\tau_m}$ erstreckt; über diesen Bereich werden die Spektralwerte "verschmiert". Die spektrale Auflösung ist $\frac{1}{\tau_m}$. Da die Faltungsfunktion $G_o(f_q)$ außerhalb ihres Maximums Seitenbänder (engl. side lobes) aufweist, tritt eine unerwünschte Nebenerscheinung auf, insofern $P_{xx}(f_e)$-Werte, die zu völlig fremden Frequenzen gehören, die Schätzwerte $P^*_{xx}(f_q)$ verfälschen.

Um den Einfluß der Seitenbänder weitgehend zu unterdrücken, wurde bei der Auswertung der vorliegenden Daten das nach dem österreichischen Meteorologen Julius von Hann benannte Hann-Fenster $g_H(\tau_r)$ benutzt, das im Zeitbereich durch

$$g_H(\tau_r) = \begin{cases} 1/2 \ (1 + \cos \frac{\pi \tau_r}{\tau_m}) & \text{für } |\tau_r| \leq \tau_m \\ 0 & \text{für } |\tau_r| > \tau_m \end{cases}$$

definiert ist.

Die Durchlaßfunktion des Hann-Fensters

$$G_H(\omega_q) = \frac{1}{2} G_o(\omega_q) + \frac{1}{4} G_o(\omega_q + \frac{\pi}{\tau_m}) + \frac{1}{4} G_o(\omega_q - \frac{\pi}{\tau_m}) \quad \text{mit } \omega_q = 2\pi f_q$$

schwingt in den Nebenmaxima um maximal 2 % über, wohingegen die Durchlaßfunktion $G_o(\omega_q)$ des Rechteckfensters ein Überschwingen von 20 % aufweist.

So unerwünscht der Effekt der Seitenbänder ist, so erwünscht ist die Mittelung über die benachbarten Werte von $\tilde{P}_{xx}(f_q)$, weil sie die statistische Sicherheit des Schätzwertes $P^*_{xx}(f_q)$ erhöht.

Berücksichtigt man die Operation des Hann-Fensters nach der Durchführung der diskreten Fouriersummentransformation, wird man auf die folgende, für die praktische Auswertung vorteilhafte Darstellung geführt:

$$P^*_{xx}(0) = \frac{1}{2} \left(\tilde{P}_{xx}(0) + \tilde{P}_{xx}(f_1)\right)$$

$$P^*_{xx}(f_m) = \frac{1}{2} \left(\tilde{P}_{xx}(f_m) + \tilde{P}_{xx}(f_{m-1})\right)$$

$$P^*_{xx}(f_q) = \frac{1}{4} \tilde{P}_{xx}(f_{q-1}) + \frac{1}{2} \tilde{P}_{xx}(f_q) + \frac{1}{4} \tilde{P}_{xx}(f_{q+1}) \quad , \quad 1 \leq q \leq m-1$$

wobei P^*_{xx} die geglätteten und $\tilde{P}_{xx}$ die ungeglätteten Schätzwerte des Powerspektrums darstellen. Insbesondere erkennt man hier sehr deutlich, daß die $P^*_{xx}(f_q)$ mit $1 \leq q \leq m-1$ durch ein gleitendes bewichtetes Mittel über je drei Werte gewonnen werden.

Die maximale Verschiebung $\tau_m = m\Delta t$ bei der Berechnung der Autokovarianzfunktion ist ausschlaggebend für die Anzahl der Freiheitsgrade k.

$$k = 2 \left(\frac{n\Delta t}{m\Delta t} - \frac{1}{3}\right) \quad , \quad \text{wobei } n\Delta t \text{ die Länge der Zeitreihe ist.}$$

[nach BLACKMAN und TUKEY, 1958].

k ist ein wichtiger Parameter zur Abschätzung der Abweichung des Schätzwertes P^*_{xx} vom wahren Wert P_{xx} des Spektrums. Die aus verschiedenen Intervallen der gleichen Zeitreihe $x_1, x_2, \ldots, x_n$ gewonnenen Schätzwerte streuen um den wahren Wert der Energiedichte P_{xx}, der für ein unendlich langes Analysenintervall gelten würde. Die Varianz genügt einer χ^2-Verteilung.

Die statistische Sicherheit der Schätzwerte P^*_{xx} wächst mit zunehmendem k, wohingegen die spektrale Auflösung sich verringert. Um bei der Auswertung der Daten einen brauchbaren Kompromiß

zwischen einer genügend großen Periodenauflösung und einer hinreichend hohen statistischen Sicherheit zu erzielen, wurden etwa 30 % der Länge der Zeitreihe als maximale Verschiebung τ_m bei der Bestimmung der Autokovarianzfunktion benutzt. Dies entspricht einem Freiheitsgrad von $k \approx 6{,}5$.

Die Schätzwerte der Kreuzkovarianzfunktion zweier aus jeweils n diskreten Meßwerten bestehenden Zeitreihen $x_1, x_2, \ldots, x_n$ und $y_1, y_2, \ldots, y_n$ berechnen sich analog wie R^*_{xx} in den Verschiebungsschritten $\tau_r = r\Delta t$ $(r = 0,1,\ldots,m)$ zu

$$R^*_{xy}(\tau_r) = \frac{1}{n-r} \sum_{i=1}^{n-r} x_i \, y_{i+r} \quad , \qquad (r = 0,1,\ldots,m, \quad m < n).$$

Entsprechend der Identität

$$R^*_{xy}(\tau) \equiv \frac{1}{2}\left[R^*_{xy}(\tau) + R^*_{xy}(-\tau)\right] + \frac{1}{2}\left[R^*_{xy}(\tau) - R^*_{xy}(-\tau)\right]$$

$$= R^{*(g)}_{xy}(\tau) + R^{*(u)}_{xy}(\tau)$$

wird R^*_{xy} in einen geraden Anteil $R^{*(g)}_{xy}$ und einen ungeraden Anteil $R^{*(u)}_{xy}$ zerlegt.

Die Fouriersummentransformation, angewendet auf den geraden Anteil $R^{*(g)}_{xy}(\tau_r)$ der Kreuzkovarianzfunktion, liefert das Wirkspektrum

$$P^*_{xy}(f_q) = \Delta t\Big[R^{*(g)}_{xy}(0) \cdot g_H(0) + (-1)^q R^{*(g)}_{xy}(\tau_m) \cos(\pi q) \cdot g_H(\tau_m) + 2 \sum_{r=1}^{m-1} R^{*(g)}_{xy}(\tau_r) \cos\left(\frac{\pi q r}{m}\right) \cdot g_H(\tau_r)\Big],$$

und analog ergibt sich für den ungeraden Anteil das Blindspektrum

$$S^{*}_{xy}(f_q) = 2\Delta t \sum_{r=1}^{m-1} R^{*(u)}_{xy}(\tau_r) \sin\left(\frac{\pi q r}{m}\right) g_H(\tau_r)$$

Das normale Kreuzspektrum

$$KO_{xy}(f_q) = \sqrt{\frac{P^{*}_{xy}(f_q)^2 + S^{*}_{xy}(f_q)^2}{P_{xx}(f_q) \cdot P_{yy}(f_q)}} \qquad \text{mit } 0 \leq KO_{xy}(f_q) \leq 1$$

gibt ein Maß für die spektrale Übereinstimmung der Zeitreihen x_i und y_i bei der jeweils betrachteten Frequenz f_q, und die Phasendifferenzen $\phi_{xy}(f_q)$ der einzelnen Teilwellen gegeneinander berechnen sich nach

$$\phi_{xy}(f_q) = \arctan \frac{S^{*}_{xy}(f_q)}{P^{*}_{xy}(f_q)}$$

Die Fehlerabschätzung der Phasendifferenz wurde nach einem von GOODMAN angegebenen Test durchgeführt [DAVIDSON und HEIRTZLER, 1968].

$$\Delta\phi_{xy}(f_q) = \arcsin \left\{ \frac{1-KO_{xy}(f_q)^2}{KO_{xy}(f_q)^2} \left[(1-\alpha)^{-\frac{m}{l}} - 1 \right] \right\}$$

Hierbei bedeuten:

α = Vertrauensbereich
m = maximale Anzahl der Verschiebungsschritte
l = effektive Beobachtungslänge

wobei $l = n - \frac{m}{3}$ [TAUBENHEIM, 1969]

bei Anwendung des Hann-Fensters ist.

Der Fehler $\Delta\phi_{xy}(f_q)$ hängt also im wesentlichen von der berechneten normierten Kohärenz $KO_{xy}(f_q)$ ab.

	n = 360 m = 100 l = 326,67				n = 240 n = 100 l = 206,67			
KO	α=.95 Δφ Grad	α=.90 Δφ Grad	α=.85 Δφ Grad	α=.80 Δφ Grad	α=.95 Δφ Grad	α=.90 Δφ Grad	α=.85 Δφ Grad	α=.80 Δφ Grad
1.00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
.99	1.7	1.2	.9	.7	3.8	2.4	1.8	1.4
.98	3.6	2.4	1.9	1.5	7.7	4.8	3.6	2.8
.97	5.4	3.7	2.8	2.3	11.8	7.4	5.4	4.2
.96	7.3	5.0	3.8	3.1	16.1	10.0	7.4	5.8
.95	9.3	6.3	4.9	3.9	20.6	12.8	9.4	7.3
.94	11.4	7.7	6.0	4.8	25.4	15.6	11.4	8.9
.93	13.6	9.2	7.1	5.7	30.6	18.6	13.6	10.6
.92	15.8	10.7	8.2	6.6	36.3	21.8	15.8	12.4
.91	18.2	12.3	9.4	7.6	42.6	25.1	18.2	14.2
.90	20.6	13.9	10.6	8.6	49.9	28.7	20.7	16.1
.89	23.2	15.6	11.9	9.6	58.9	32.5	23.3	18.0
.88	25.9	17.3	13.3	10.7	71.8	36.6	26.0	20.1
.87	28.8	19.2	14.6	11.8		41.1	28.9	22.2
.86	31.9	21.1	16.1	13.0		46.1	32.0	24.5
.85	35.2	23.1	17.6	14.2		51.8	35.3	26.9
.84	38.8	25.3	19.2	15.4		58.7	38.9	29.5
.83	42.7	27.5	20.8	16.7		67.6	42.8	32.2
.82	47.0	29.9	22.6	18.1		85.8	47.1	35.1
.81	51.9	32.4	24.4	19.5			52.0	38.2
.80	57.7	35.2	26.3	21.0			57.8	41.5
.79	64.8	38.1	28.3	22.5			65.0	45.2
.78	75.2	41.2	30.5	24.2			75.5	49.4
.77		44.7	32.7	25.9				54.0
.76		48.5	35.2	27.8				59.5
.75		52.8	37.8	29.7				66.5
.74		57.7	40.6	31.7				76.9
.73		63.8	43.6	33.9				
.72		72.0	47.0	36.3				
.71			50.8	38.8				
.70			55.0	41.5				
.69			60.0	44.5				
.68			66.3	47.8				
.67			75.2	51.4				
.66				55.6				
.65				60.5				
.64				67.3				
.63				76.5				
.62								

Δφ nicht definiert, da Argument von sin arc größer 1

Tabelle 3: Fehlerabschätzung der Phasendifferenzen nach GOODMAN.

3.5 Kurze Beschreibung der Magnetosphäre und Plasmasphäre

Im Kapitel 1 wurde darauf hingewiesen, daß neben bestimmten Eigenschaften der pc 3,4 Pulsationen in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite, der erdmagnetischen Aktivität, der Periode und der Tageszeit insbesondere ein möglicher Einfluß der Plasmapause und der Polarlichtzone auf das Verhalten der Pulsationen genauer untersucht werden soll. Daher sollen in diesem Abschnitt noch einige Kenntnisse über die Plasmapause referiert werden.

Es ist bekannt, daß die Erde von einem Bereich erhöhter Plasmadichte, der Plasmasphäre (100 bis 1000 el/cm^3), umgeben ist, in der thermische Elektronen und Protonen terrestrischen Ursprungs vorherrschen. Die beiden folgenden Abbildungen zeigen die Plasmasphäre sowie ihre Begrenzungsfläche, die Plasmapause, im Gesamtbild der Magnetosphäre.

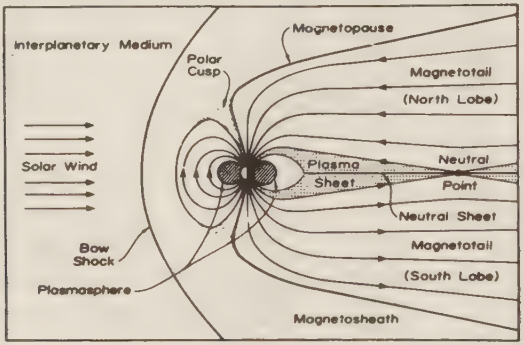


Abb. 12: Meridianschnitt durch die Magnetosphäre (schematisch) [nach RUSSEL, 1972].

In einem Meridianquerschnitt verdeutlicht Abb. 12 grob schematisch, daß die Magnetosphäre als stumpfes Hindernis in der Überschallströmung des solaren Windes betrachtet werden kann. Ihr ist

eine stationäre Stoßwellenfront (bow shock) vorgelagert, an der Plasmaströmung des solaren Windes in der Umgebung des Staupunktes in eine Unterschallströmung übergeht, sich hierbei aufheizt, dann jedoch an den Flanken wieder Überschallgeschwindigkeit erreicht. Die Magnetopause bildet die Grenze zwischen diesem aufgeheizten Plasmastrom und dem Erdmagnetfeld. Der Bereich zwischen Magnetopause und Schockfront wird als Magnetoschicht bezeichnet. Hier enthält die Plasmaströmung ein nach Betrag und Richtung stark schwankendes Magnetfeld. Im Bereich der geschlossenen Feldlinien hat man sich den "Van Allen'schen" Strahlungsgürtel sowie den Plasmatrog (1 bis 10 el/cm^3) zu denken. Weiter innen trifft man auf die Plasmasphäre mit der Plasmapause als äußere Begrenzungsfläche.

Auf der Polkappe enden die offenen Feldlinien, die sich weit in den Schweif der Magnetosphäre hinein erstrecken. Der Übergangsbereich zwischen offenen und geschlossenen Feldlinien in Erdnähe bestimmt das Polarlichtoval, das auf der Nachtseite mit der Plasmaschicht im Schweif und auf der Tagseite mit den Polar Cusps in Verbindung steht.

Einen räumlichen Eindruck sowohl von den charakteristischen Bereichen als auch von den großflächigen Stromsystemen vermittelt eine Darstellung von HEIKKILA [1972]. Die Oberflächenströme des Schweifes fließen in der Nord- und Südregion entgegengesetzt und vereinigen sich im Rückstrom durch die Neutralschicht. Durch diese Ströme werden die von der nördlichen und südlichen Polkappe ausgehenden Feldlinienbündel getrennt umfaßt.

Die schematische Darstellung der Magnetosphäre in den Abb. 12 und 13 ist als Ergebnis von in situ Messungen und plausibler Extrapolationen des einen oder anderen theoretischen Ansatzes zu werten.

Abb. 14 zeigt einen Schnitt der Magnetosphäre in der geomagnetischen Äquatorebene.

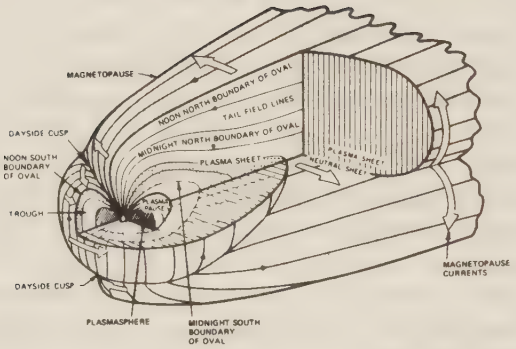


Abb. 13: Räumliche Darstellung der Magnetosphäre [nach HEIKKILA, 1972].

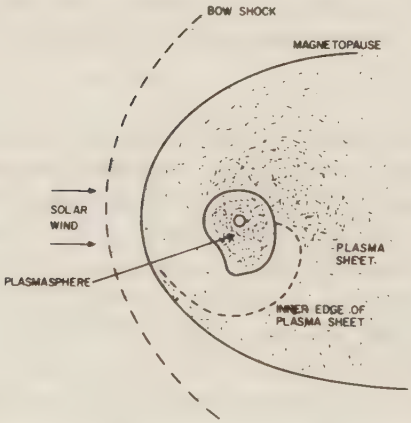


Abb. 14: Schema der Plasmaverteilung (gemessen energiearme Elektronen 100 eV bis einige KeV) in der Äquatorebene [nach ATKINSON, 1972].

Die in Abb. 14 dargestellte Verteilung des Plasmas resultiert aus der Wirkung elektrischer Felder im Schweif und weiter innen in der Magnetosphäre. Aus der Existenz des Schweifes kann man annehmen, daß eine Impulsübertragung vom solaren Wind auf das Magnetosphärenplasma erfolgt und damit am Rande der Magneto-

pause eine Plasmaströmung $\underline{v}$ aufrechterhalten wird, deren Bewegungsrichtung von der Sonne weg gerichtet ist. Im einigermaßen stationären Zustand tritt im Innern der Magnetosphäre eine Gegenströmung auf (Abb. 15).

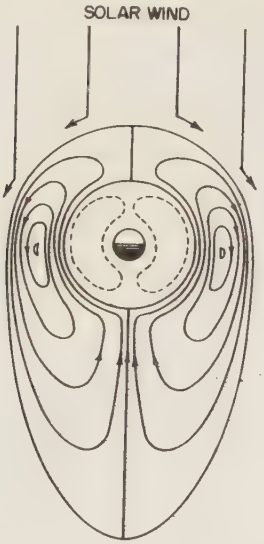


Abb. 15: Strömung des Plasmas in der Äquatorebene ohne den Einfluß der Korotation in Erdnähe (schematisch) [nach AXFORD und HINES, 1961].

Hierbei entsteht senkrecht zum Magnetfeld $\underline{B}$ und der Strömungsrichtung $\underline{v}$ ein elektrisches Feld $\underline{E}$, das im Bereich der Rückströmung von der Morgen- nach der Abendseite gerichtet ist. Abb. 16 zeigt das Schema der elektrischen Feldverteilung in der Ebene der Dämmerungsmeridiane von der Sonne aus gesehen, wobei zu

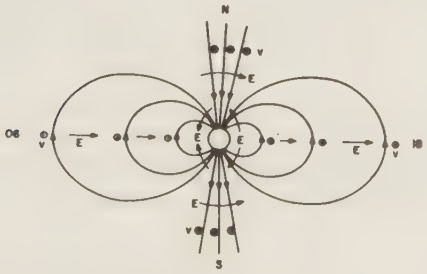


Abb. 16:
Elektrische Feldverteilung (schematisch) in der Ebene der Dämmerungsmeridiane von der Sonne aus gesehen [nach BRICE, 1967].

beachten ist, daß dieses Bild über der Polkappe einer von der Sonne weggerichteten Strömung und im angrenzenden Übergangsbereich offener und geschlossener magnetischer Feldlinien einer Strömung auf die Sonne zu entspricht.

Die vom Schweif kommende Strömung energiearmen Plasmas trifft auf einen eiförmigen, verbotenen Bereich, der mit der Plasmasphäre identisch ist. Die Plasmapause kann als Äquipotentialfläche betrachtet werden, die das aus der Ionosphäre stammende korotierende Plasma einschließt. Es ist anzunehmen, daß die nach Abb. 15 symmetrisch zur Mittag-Mitternacht Meridianebene auf die Sonne zugerichtete Strömung in näherer Umgebung der Erde durch die Korotation des Plasmas gestört wird, und zwar etwa so, wie in Abb. 17 schematisch angedeutet.

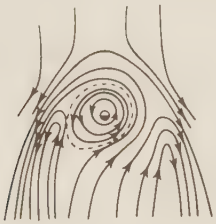


Abb. 17:
Plasmaströmung nach überlagerter Korotationsbewegung [nach NISHIDA, 1966].

Das durch die Korotation des Plasmas aufgebaute elektrische Feld $\underline{E} = - \underline{v}(\underline{r}) \times \underline{B} = - (\vec{\omega} \times \underline{r}) \times \underline{B}$ ist radial auf die Erde zugerichtet und nimmt nach außen mit $1/r^2$ ab [HONES und BERGESON, 1965]. ($\underline{r}$ = Ortsvektor, $\vec{\omega}$ = Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation).

Abb. 17 gibt einen qualitativen Hinweis für ein mögliches Zustandekommen der Plasmapausenformation und insbesondere für den auf der Abendseite (etwa 18.00 bis 21.00 h LT) ausgeprägten Plasmapausenwulst (bulg region).

Abb. 18 zeigt die aus Whistlerdaten bestimmte mittlere Lage der Plasmapause in der Äquatorebene nach CARPENTER.

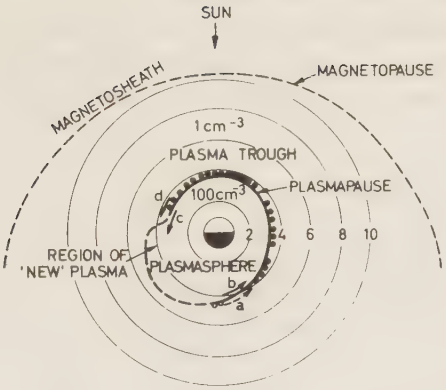


Abb. 18: Die Lage der Plasmapause in der Äquatorebene, bestimmt aus Whistlerdaten [nach CARPENTER, 1966].

Daß die Konfiguration der Grenzflächen der verschiedenen Plasmabereiche zeitlich und räumlich mehr oder weniger starken Schwankungen unterworfen sein kann, läßt sich am Beispiel eines magnetischen Sturms, der im eindeutigen Zusammenhang mit einem Ereignis auf der Sonne steht, verdeutlichen. Eine erhöhte Energiezufuhr solaren Plasmas durch die Schockfront ist mit einem nachfolgenden verstärkten Plasmarückstrom im inneren Magnetosphärenschweif verbunden. Eine zunehmende Plasmageschwindigkeit verursacht eine Verstärkung des elektrischen Querfeldes. Die Folge ist eine Kontraktion der Plasmasphäre und ein Ablösen der Korotationsströmung in den äußeren Schichten der Plasmasphäre auf der Nacht- und Abendseite; dies wiederum ist gleichbedeutend damit, daß sich die Plasmapause nach innen, d.h. zu niedrigeren L-Werten verlagert. Abb. 19 zeigt den Einfluß eines magnetischen Sturms auf die Lage der Plasmapause. In ähnlicher Weise läßt sich die Abhängigkeit der Plasmapausenlage von der erdmagnetischen Aktivität erklären. Wenn das durch Konvektion verursachte elektrische Feld bei gleichmäßig zunehmender erdmagnetischer Aktivität verstärkt wird, wird zunächst eine Abnahme der geozentrischen Entfernung der Plasmapause auf der Nachtseite beobachtet

(Abb. 20a). Plasma im Nachmittagsektor konvektiert in Richtung Sonne. Wenn umgekehrt das elektrische Feld abnimmt, nimmt die geozentrische Entfernung der Plasmapause auf der Nachtseite zu, so wie es in Abb. 20b schematisch angedeutet ist.

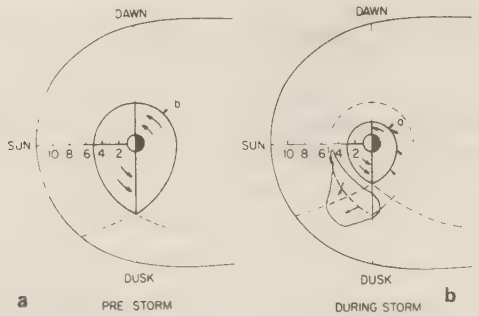


Abb. 19: Einfluß eines magnetischen Sturms auf die Plasmapause [nach CHAPPEL et al. 1972].

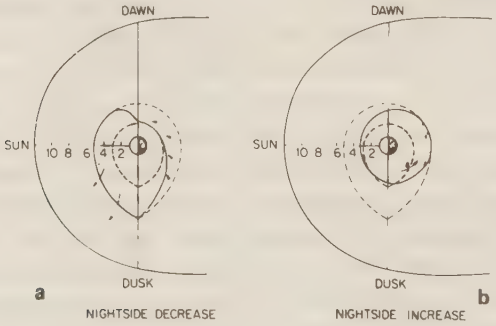


Abb. 20: Abhängigkeit der Plasmapausenlage
a) bei zunehmender erdmagnetischer Aktivität [CHAPPEL et al. 1972],
b) bei abnehmender erdmagnetischer Aktivität [CHAPPEL et al. 1972].

Eine grobe Abschätzung für die Lage der Plasmapause im Mitternacht-Morgensektor in Abhängigkeit vom magnetischen Störungsgrad Kp gibt CARPENTER mit

$$L_{pp} = 5{,}7 - .47\ Kp \qquad \text{für} \quad Kp \geqslant 3 \ ,$$

wobei Kp den maximalen Wert aus dem vorhergehenden 12-Stundenintervall darstellt. Dies entspricht der Vorstellung, daß die Plasmapause erst nach einer bestimmten Verzögerungszeit Δt auf Schwankungen der erdmagnetischen Aktivität mit einer entsprechenden Verschiebung reagiert [CARPENTER 1967, 1973] . Die obige Formel liefert nach CARPENTER gute Ergebnisse bei zunehmender sowie andauernder magnetischer Aktivität ($Kp \geqslant 3$). C.R. CHAPPEL, K.K. HARRIS und G.W. SHARP [1970] zeigen mit Hilfe von OGO 5 Plasmapausenmessungen im 2.00 h LT $\pm$ 2.00 h Sektor, daß die Lage der Plasmapause am besten mit dem mittleren Kp-Wert aus dem vorhergehenden 6-Stundenintervall korreliert ist. Abb. 21 zeigt vier charakteristische H^+-Ionendichteprofile durch die Plasmapause im 2.00 h LT $\pm$ 2.00 h Sektor bei unterschiedlichen Kp-Mittelwerten aus dem jeweiligen vorhergehenden 6-Stundenintervall.

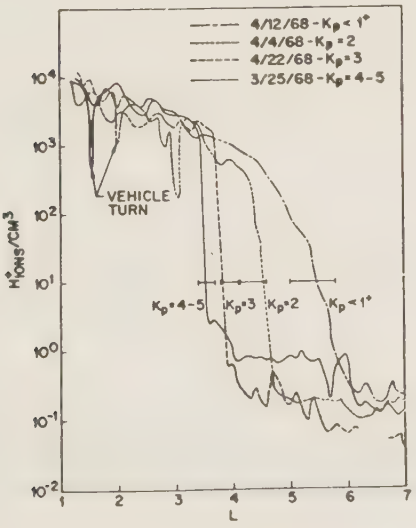


Abb. 21:
Vier von OGO 5 gemessene H^+-Ionendichteprofile im 2.00 h LT $\pm$ 2.00 h Sektor bei unterschiedlicher erdmagnetischer Aktivität [CHAPPEL et al. 1970a].

Zwei wichtige Eigenschaften lassen sich aus der obigen Darstellung ablesen:

1. Mit zunehmender magnetischer Aktivität erhöht sich der Plasmadichtegradient im Bereich der Plasmapause.
2. Die Plasmadichte innerhalb und außerhalb der Plasmapause ist unabhängig von Kp etwa $10^3 H^+/cm^3$ bzw. $1\ H^+/cm^3$.

Um die Lage der Plasmapause auf der Tagseite zu bestimmen, verfahren D. ORR und D.C. WEBB [1975] folgendermaßen:

1. Aus OGO 5-Plasmapausenmessungen im 2.00 h LT $\pm$ 2.00 h Sektor bestimmen sie zunächst eine Beziehung zwischen der Lage der Plasmapause $L_{pp}^{(2.00\ h\ LT)}$ auf der Nachtseite und der mittleren magnetischen Aktivität aus dem 2.00 h LT $\pm$ 2.00 h Zeitintervall. Der Zeitpunkt der Plasmapausenmessung fällt in das angegebene Zeitintervall. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate erhalten sie

   $$L_{pp}^{(2.00\ h\ LT)}(\overline{Kp}) = 6.52 - 1.44\ \overline{Kp} + .18\ \overline{Kp}^2 \quad \text{für } 0 \leqslant \overline{Kp} \leqslant 4$$

   mit einer Streuung von $L_{pp} = \pm .4$

2. Die nach dem obigen Zusammenhang für den Nachtsektor abgeschätzte Lage der Plasmapause wird unter Berücksichtigung ihrer Lokalzeitabhängigkeit $L_{pp}(LT)$ nach der einfachen linearen Beziehung

   $$L_{pp}(LT,\overline{Kp}) = \frac{L_{pp}^{(\overline{Kp}=a)}(LT)}{L_{pp}^{(2.00\ h\ LT,\ \overline{Kp}=a)}} \cdot L_{pp}^{(2.00\ h\ LT)}(\overline{Kp})$$

   auf die Tagseite übertragen.

   Der lokalzeitabhängige Quotient $L_{pp}^{(\overline{Kp}=a)}(LT) : L_{pp}^{(2.00\ h\ LT,\ \overline{Kp}=a)}{}_{=a(LT}$ wird aus vorliegenden Plasmapausenmessungen nach CHAPPEL et al.

[1971] bestimmt.

Der nach obigem Verfahren abgeschätzten Plasmapausenlage liegt die Annahme zugrunde, daß die Grenzfläche $L_{pp}(LT,\overline{Kp})$ eines Ausschnittes der Plasmasphäre auf der Tagseite durch die mittlere magnetische Aktivität $\overline{Kp}$, die während der Korotation dieses Sektors durch die formative Nachtseite vorhanden war, bestimmt wird, und nicht durch den magnetischen Störungsgrad, der zum Zeitpunkt der Plasmapausenbeobachtung auf der Tagseite vorherrscht.

Obwohl nach theoretischen Vorstellungen etwa die Amplitude der Plasmakonvektionsgeschwindigkeit im Schweif der Magnetosphäre als physikalische Größe zur Beschreibung der Plasmapausenbewegung sinnvoller erscheint als die erdmagnetische Aktivität, ausgedrückt durch die Kennziffer Kp - ein möglicher Index wäre z.B. die südwärtsgerichtete Komponente des interplanetaren Magnetfeldes - ist dennoch zum gegenwärtigen Zeitpunkt das oben skizzierte Verfahren noch mit am besten geeignet, um aus der mittleren magnetischen Aktivität indirekt auf die Lage der Plasmapause zu schließen. Da für den Zeitraum der in Skandinavien durchgeführten Pulsationsregistrierungen keine direkten Plasmapausenmessungen vorliegen, wird im folgenden das oben beschriebene Verfahren benutzt, um gegebenenfalls bestimmte charakteristische Eigenschaften der pc 3,4 Pulsationen mit der jeweiligen Lage der Plasmapause vergleichen zu können.

C.R. CHAPPEL und P.M. BANKS [1973] weisen auf das häufige Vorhandensein einer weiteren Grenzfläche innerhalb der Plasmasphäre hin, die unter bestimmten Bedingungen mit der Plasmapause zusammenfällt. Diese innere Grenze wird häufig zwischen L = 2.5 und L = 3.0 beobachtet.

Abb. 22 zeigt ein von OGO 5 gemessenes H^+-Ionendichteprofil durch die Plasmasphäre. Deutlich beobachtet man bei L = 2.6 einen Dichtesprung von einer Größenordnung und einen weiteren bei L = 6.5, der den normalen Plasmapausenwulst (bulge region)

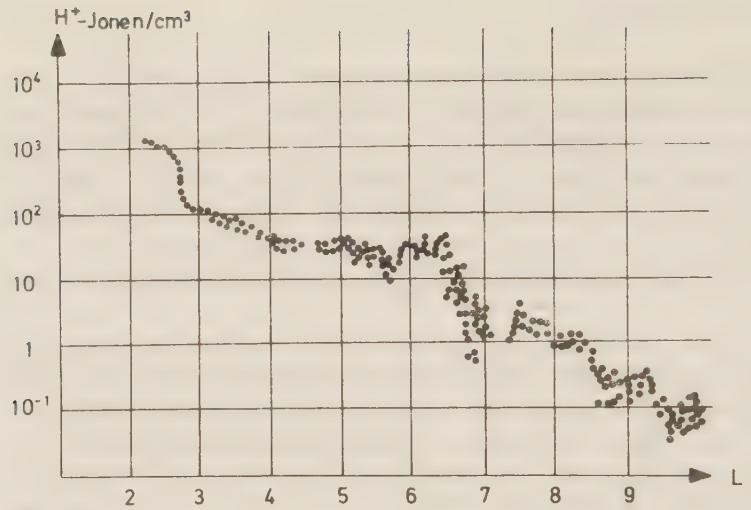


Abb. 22: Von OGO 5 gemessene innere Plasmasphärengrenze bei L = 2.6 und Plasmapause bei L = 6.5 [nach CHAPPEL und BANKS, 1973].

während der frühen Abendstunden darstellt. Der Dichtesprung bei L = 2.6 deutet auf die Grenze zwischen innerer und äußerer Plasmasphäre hin.

Beim Einsetzen hoher magnetischer Aktivität wandert die Plasmapause nach einer gewissen Reaktionszeit Δt in Richtung geringerer L-Werte, so daß hier die Möglichkeit besteht, daß die innere Plasmasphärengrenze und die Plasmapause zusammenfallen. Eine weitere Möglichkeit für das Zusammentreffen der beiden Grenzschichten besteht nach einer längeren Periode (5-8 Tage) anhaltender gleichmäßiger magnetischer Aktivität, während der sich die innere Plasmasphärengrenze in Richtung Plasmapause ausdehnt [CHAPPEL und BANKS, 1973].

Je nach dem erdmagnetischen Störungsgrad und je nach Richtung und Stärke des interplanetaren Magnetfeldes (IMF) werden die

Polarcusps, d.h. jene Gebiete, in denen die äußersten geschlossenen Feldlinien auf der Tagseite der Magnetosphäre die Erdoberfläche schneiden, zwischen etwa 70° und 77° invarianter Breite beobachtet. Ein plötzlicher Einsatz erhöhter magnetischer Aktivität und/oder ein bevorzugtes Auftreten einer südwärtsgerichteten Komponente B_z des IMF verursacht eine äquatorwärtsgerichtete Bewegung der 'dayside polar cusps' [MENG, 1970; BURCH, 1973].

Die Vorstellung einer möglichen Verschmelzung der südwärts gerichteten Komponente B_z des IMF mit den auf der Tagseite nach Norden gerichteten erdmagnetischen Feldlinien, sowie die Annahme eines hiermit verbundenen Erosionsprozesses und Transports magnetischen Flusses von der Tagseite in die Polarkappenregion als denkbare Ursache einer graduellen äquatorwärtsgerichteten Bewegung ist nach BURCH [1973] in Abb. 23 schematisiert wiedergegeben.

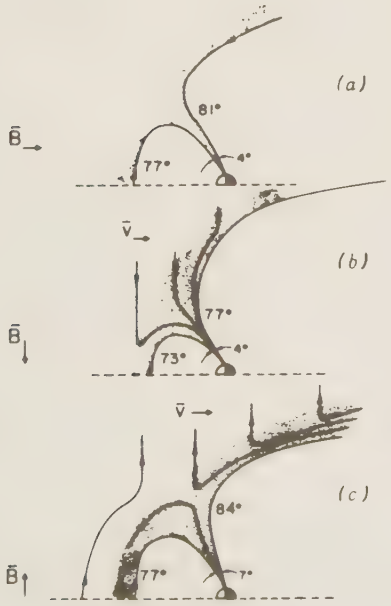


Abb. 23:
Schematische Darstellung für eine mögliche Erklärung der äquatorwärts- bzw. polwärtsgerichteten Bewegung der Polarcusps in Abhängigkeit von der Richtung des IMF [nach BURCH, 1973].

Inwieweit sich die hier grob umrissenen Eigenschaften der Grenzflächen zwischen Bereichen mit unterschiedlicher Plasmadichte auf das Verhalten der erdmagnetischen pc 3,4 Pulsationen auswirken, wird im folgenden bei der Darstellung und Diskussion der Untersuchungsergebnisse deutlich werden.

4. Ergebnisse der Auswertung und Diskussion

4.1 Spektrales Verhalten der pc 3,4 Pulsationen

Ein erstes Beispiel berechneter Leistungsspektren der Horizontalkomponenten für die bereits in Abb. 7 gezeigte Registrierung erdmagnetischer Pulsationen bei sehr niedrigem magnetischen Störungsgrad ist in Abb. 24 dargestellt. Die Kennung der Spektren erfolgt durch Angabe des Datums (Jahr, Monat, Tag), der Uhrzeit (UT) und der Komponente. Außerdem ist die aus der maximalen τ_m-Verschiebung resultierende Grundperiode angegeben. Das abgebildete Signifikanzintervall ist so berechnet, daß 90 % aller Schätzwerte der Energiedichte eine kleinere Abweichung als die angegebene vom wahren Wert haben müßten. Ragt bei einer bestimmten Frequenz ein Energiedichtemaximum aus dieser Grenze heraus, so kann man annehmen, daß dieser Energiedichtewert signifikant aus dem Rauschen hervortritt. Wegen der benutzten halblogarithmischen Darstellung ist die Länge des eingezeichneten Signifikanzintervalls unabhängig von der jeweils betrachteten Frequenz.

Oberhalb der Abszissenachse sind die zu den einzelnen Frequenzintervallen gehörenden Periodenwerte angegeben. Dem ersten Frequenzintervall entspricht die Grundperiode von $T_1 = 600$ sec. Bei der zeichnerischen Darstellung der Spektren wurden die Amplitudenresonanzkurven nicht berücksichtigt; die Energiedichte im kürzerperiodischen Teil des Spektrums erscheint somit geringfügig überhöht und die im längerperiodischen Teil, insbesondere für $T \geqslant 100$ sec etwas zu niedrig. Jeweils links von den Spektren sind die Stationssymbole, geordnet nach ihrer geomagnetischen Breite angegeben. Die Spektren derjenigen Stationen, die im Bereich der Plasmapause $L_{pp} \pm \Delta L_{pp}$ liegen, sind besonders gekennzeichnet.

Betrachtet man noch einmal vergleichsweise die Registrierungen der Abb. 7, so spiegelt sich das hier für magnetisch schwach gestörte Zeiten typische Verhalten der Pulsationen in den zusam-

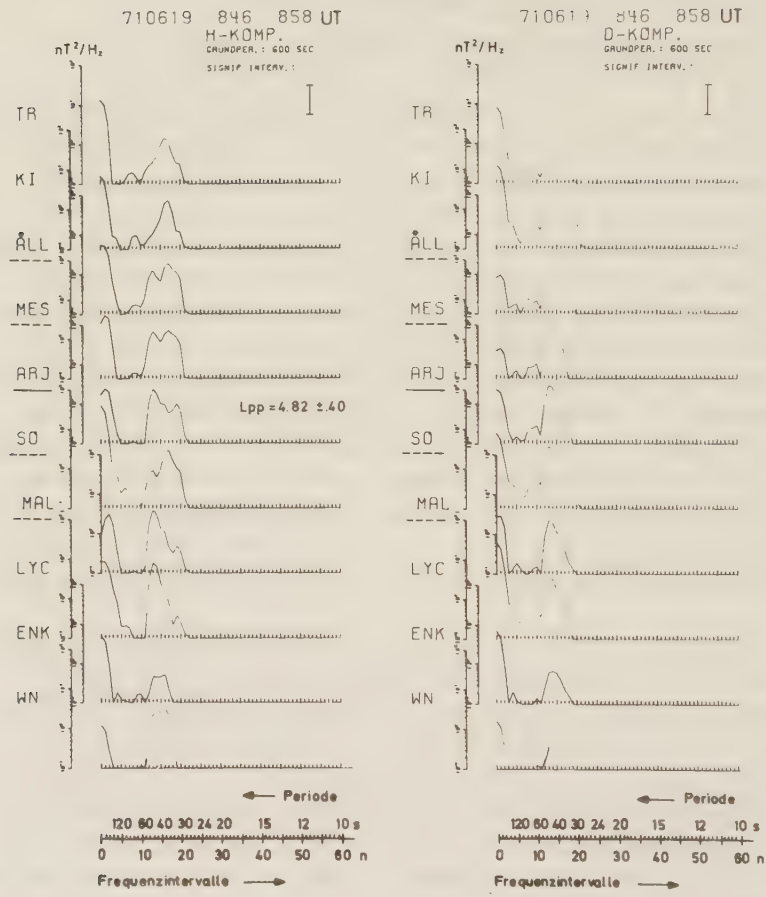


Abb. 24: Leistungsspektren erdmagnetischer pc 3,4 Pulsationen vom 19.6.1971; Kp = 1- .

mengestellten Spektren der Abb. 24 wieder. Sieht man ab von den langperiodischen Überlagerungen, die sich im niederfrequenten Bereich der Spektren als rotes Rauschen bemerkbar machen, so stellt man fest, daß die gesamte Energie sowohl in H als

auch in D fast ausschließlich in einem Frequenzintervall von $1.67 \cdot 10^{-2}$ Hz ($\hat{=}$ 60 sec) bis $3.33 \cdot 10^{-2}$ Hz ($\hat{=}$ 30 sec) enthalten ist. Außerhalb dieses Frequenzintervalls sinkt die Energiedichte auf Werte ≤ 1 nT^2/Hz.

Während in D das Maximum der Energiedichte an allen Stationen nördlich von ENK bei der bereits aus den Registrierungen ermittelten dominierenden Periode von T = 46 sec liegt - ENK und WN haben mit T = 43 sec etwas kürzere Perioden - zeigen die H-Komponenten ein hiervon abweichendes und aus den Registrierungen nicht unmittelbar zu erkennendes Verhalten:

Zunächst beobachtet man in WN (L = 2.54) und ENK (L = 3.29) zwei eng benachbarte Frequenzbänder um T = 38 sec und T = 43 sec, die sich jedoch nicht scharf voneinander trennen lassen. Weiter nördlich stellt man fest, daß in LYC (L = 4.40) ein besonders stark ausgeprägtes Frequenzband mit einer Periode um T = 46 sec auftritt, dessen Energiedichte - sofern man sich die Stationen nach ihren zugehörigen Schalenparametern L angeordnet denkt - gleichmäßig über MAL (L = 4.57), ARJ (L = 4.85), MES (L = 5.01), SO (L = 5.10), ÅLL (L = 5.18) und KI (L = 5.41) nach Norden abnimmt. In Tromsø(TR)(L = 6.30) ist dieses Frequenzband nicht mehr signifikant nachweisbar.

Die Lage der Plasmapause befindet sich nach ORR bei $L_{pp} = 4.82 \pm .4$. Die Station ARJ (L = 4.85) liegt somit am Fußpunkt der Magnetfeldlinien, die die Plasmapause begrenzen. Das Energiedichtemaximum der pc 4 Schwingung um T = 46 sec tritt bei L = 4.40 unmittelbar innerhalb der Plasmapause auf.

Zusätzlich beobachtet man zwischen L = 4.40 und L = 4.85 ein Band geringerer Energiedichte mit einer kürzeren pc 3 Periode um T = 32 sec. Diese Schwingung wird von LYC über MAL nach ARJ geringfügig verstärkt, sie ist jedoch in MES, SO und weiter nördlich, also außerhalb der Plasmapause, nicht mehr signifikant nachweisbar. Demgegenüber zeigt sich ab MES (L = 5.01) ein Frequenzband um T = 36 sec, das über SO (L = 5.10) nach ÅLL (L = 5.18)

immer deutlicher hervortritt und sich schließlich an den nördlichsten Stationen KI (L = 5.41) und TR (L = 6.30) von den benachbarten Frequenzbändern als ausgeprägte pc 3-Schwingung abhebt.

Da bereits ein längerer Zeitraum geringer erdmagnetischer Aktivität diesem Effekt vorausging, machen sich die längerperiodischen pc 4 Pulsationen - an den nördlichen Stationen hier mit T = 67 sec bis T = 75 sec angedeutet - im Beispiel nur schwach bemerkbar.

Eine Frequenzverschiebung im Sinne einer systematischen Zunahme der Periode mit anwachsender geomagnetischer Breite läßt sich in dem hier betrachteten Pulsationseffekt nicht nachweisen. Lediglich zwischen ENK und LYC nimmt die Periode geringfügig von etwa T = 41 sec auf T = 46 sec zu.

Die bevorzugte Anregung der pc 4 Schwingung um T = 46 sec unmittelbar innerhalb der Plasmapause, der Übergang von pc 4 nach pc 3 im Bereich der Plasmapause sowie das außerhalb der Plasmasphäre mit anwachsendem L zusehends deutlicher in Erscheinung tretende pc 3 Band um T = 36 sec und schließlich das in D beobachtete konsistentere Verhalten der Periodenverteilung über das gesamte Breitenprofil stimmen mit entsprechenden Untersuchungsergebnissen von FUKUNISHI und LANZEROTTI [1974] überein. Sie werteten Pulsationen aus, die sie am 5. Januar 1972 an den drei kanadischen Stationen Girardville (φ_m = 60.42° N; φ_m = 3.68° W; L = 4.40), Lac Rebours (φ_m = 59.29° N; φ_m = 3.53° W; L = 4.00), Durham (φ_m = 54.53° N; φ_m = 1.43° W; L = 3.20) sowie an der antarktischen Station Siple (φ_m = -64.76° S; φ_m = 8.02° W; L = 4.00) registrierten.

LANZEROTTI und FUKUNISHI finden ebenfalls, daß sich die vorherrschenden Perioden der pc 3,4 Pulsationen in den H-Komponenten mitunter zwischen 7.00 und 13.00 h LT in unmittelbarer Nähe der Plasmapause abrupt ändern. Abb. 25 zeigt ein schematisches

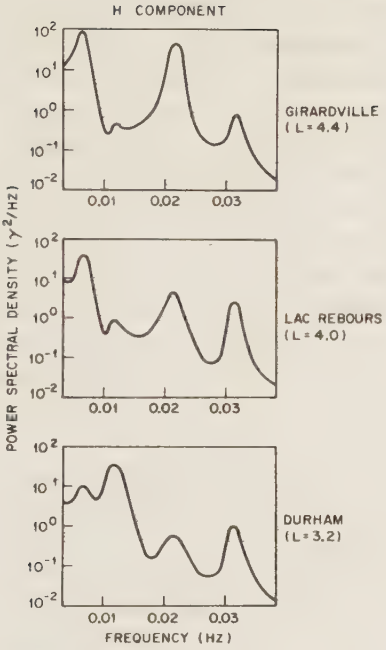


Abb. 25:
Schematisches Diagramm von Leistungsspektren zwischen L = 3.2 und L = 4.4 [nach LANZEROTTI und FUKUNISHI, 1974].

Diagramm ihrer beobachteten Leistungsspektren für die drei Stationen zwischen L = 3.2 und L = 4.4.

Man erkennt, daß in Durham (L = 3.2) eine längerperiodische pc 4 Schwingung um T = 80 sec dominiert, wohingegen in Lac Rebours (L = 4.0) und Girardville (L = 4.4) ein kürzerperiodisches Frequenzband um T = 45 sec bevorzugt angeregt wird. Außerdem beobachtet man an allen drei Stationen ein pc 3-Band um T = 32 sec mit einem schwach ausgeprägten Energiedichtemaximum bei L = 4.0. LANZEROTTI et al. schließen aus diesem spektralen Verhalten der Pulsationen zwischen L = 3.2 und L = 4.4, daß den Hauptfrequenzbändern eine Quelle mit harmonischer Struktur zugrunde liegt. Wenn die Quelle aus verschiedenen monochromatischen Wellen

besteht, die zueinander in harmonischer Beziehung stehen, dann wird jede monochromatische Welle diejenige Feldlinie zu Eigenschwingungen anregen, deren Resonanzfrequenz der Quellfrequenz entspricht. Ein derartiger Mechanismus wurde theoretisch von CHEN und HASEGAWA [1974] entwickelt. Sie vermuten, daß monochromatische Oberflächenwellen, angeregt durch den solaren Wind an der Magnetopause, sich mit Scheer-Alfvénwellen der Resonanzfeldlinien verknüpfen lassen. Der Übergang von pc 3 nach pc 4 bei L = 4 im Beispiel von LANZEROTTI wird nach CHEN und HASEGAWA durch eine scharfe Abnahme der Phasengeschwindigkeit der Alfvénwellen gedeutet. Eine derartige Abnahme tritt aber gerade an der Plasmapause auf. Die Erzeugung der pc 4 Pulsationen wird nach CHEN und HASEGAWA durch eine starke Wellenkopplung, die durch eine erhöhte Zunahme der Plasmadichte an der Plasmapause bedingt ist, verursacht.

Ein weiteres Beispiel der spektralen Zerlegung aus einem ebenfalls magnetisch schwach gestörten (Kp 1+) Intervall am frühen Nachmittag (15.00 h LT) zeigt Abb. 26.

Betrachtet man zunächst die H-Komponenten, so stellt man fest, daß sich das Hauptfrequenzband um T = 47 sec ohne nennenswerte Veränderung der Schwingungsdauer von LYC nach Norden fortsetzt und bei L = 4.40 und L = 5.69 innerhalb der Plasmapause mit einem schwach ausgeprägten Energiedichtemaximum in Erscheinung tritt. Von LYC (L = 4.40) nach ENK (L = 3.29) beobachtet man eine deutliche Periodenverkürzung von T = 47 sec auf T = 40 sec. Bei genauerer Betrachtung der Spektren der beiden südlichsten Stationen bietet sich der Vergleich mit einem Schmalbandfilter an, das aus dem in WN (L = 2.54) breitgefächerten Frequenzgemisch (etwa T = 35 sec bis 60 sec) nur die in ENK (L = 3.29) scharf ausgeprägte Periode um etwa T = 40 sec herausfiltert. Dieses pc 3 Band setzt sich mit einer geringfügigen Periodenverschiebung auf T = 38 sec nach Norden bis $L_{pp} = 5.78 \pm .4$ in den unmittelbaren Einflußbereich der Plasmapause fort, ist dann aber außerhalb der Plasmapause nicht mehr signifikant nachweisbar.

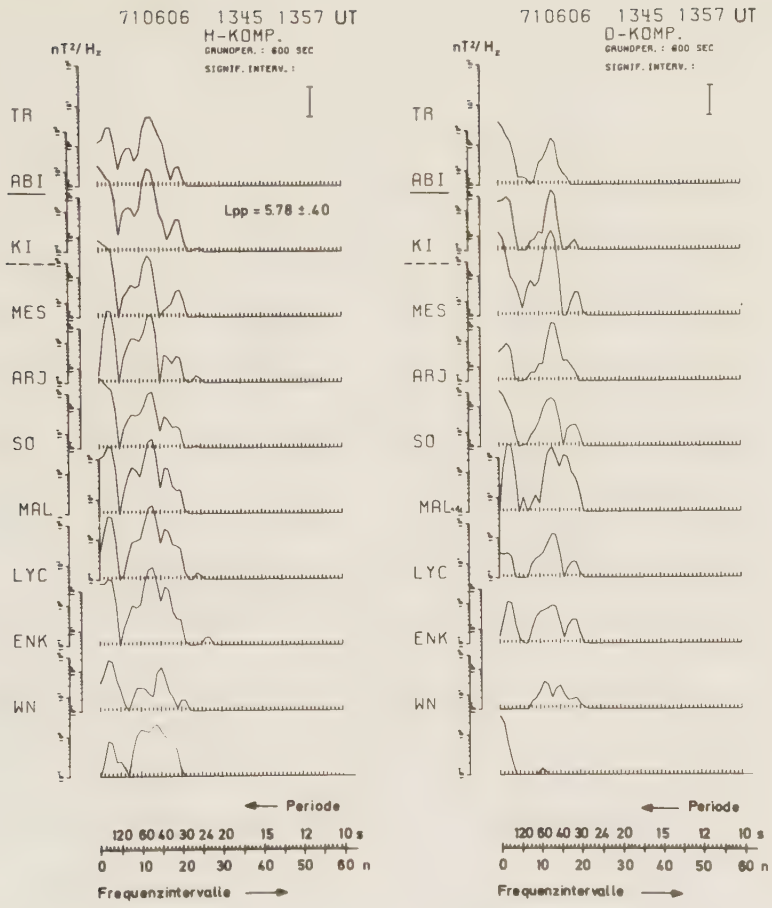


Abb. 26: Leistungsspektren erdmagnetischer pc 3,4 vom 6.6.1971; Kp = 1+.

Demgegenüber tritt hier ab KI (L = 5.41) eine kürzerperiodische pc 3 Schwingung um T = 30 sec zusehends stärker in Erscheinung. Periodensprünge dieser Art, wie sie hier in H im Bereich der

Plasmapause und auch an den südlicheren Stationen LYC, ENK und WN beobachtet werden, treten nach CHEN und HASEGAWA [1974] bevorzugt im Bereich von Plasmadiskontinuitäten auf. Einen derartigen Bereich stellt nach CHAPPEL und BANKS [1973] neben der Plasmapause auch die innere Plasmasphärengrenze dar. Wie ein Blick auf die erdmagnetischen Kennziffern der vorhergehenden Tage des 6. Juni 1971 zeigt, ist in diesem Beispiel die Voraussetzung für die Annahme einer inneren Plasmagrenzschicht im Bereich von etwa $2.6 \leqslant L \leqslant 3.5$ gegeben, denn am 1.6.1971 erfolgt ein sehr plötzlicher und starker Anstieg der erdmagnetischen Aktivität von Kp 1- auf Kp 4+. Im Laufe des 2. und 3. Juni erhöhen sich die Indizes auf Kp 5o und fallen dann am 4., 5. und 6. Juni auf Kp-Werte 2- ab. Ein plötzlicher und starker Anstieg der erdmagnetischen Aktivität ist nach CHAPPEL et al. [1973] eine der Voraussetzungen, unter der die Plasmapause und die innere Plasmasphärengrenze zusammenfallen können. Bei einer sich anschließenden Ruhephase, wie hier am 4., 5. und 6. Juni, benötigt die innere Grenzschicht einen wesentlich längeren Zeitraum (etwa 10 Tage), um der in Abb. 25 eingezeichneten Lage der Plasmapause nach $L_{pp} = 5.78$ zu folgen. Somit scheint das unterschiedliche spektrale Verhalten der Pulsationen an den Stationen WN, ENK und LYC in der Hypothese von CHEN und HASEGAWA eine mögliche Erklärung zu finden. Auch das spektrale Verhalten der D-Komponenten wird im Bereich der inneren Plasmasphärengrenze beeinflußt. Man erkennt deutlich, daß die in ENK nebeneinander auftretenden Perioden um T = 55 sec und T = 40 sec in LYC auf T = 43 sec zusammenlaufen und sich dann nach Norden gleichmäßig fortsetzen.

Die Spektren des in Abb. 8 dargestellten Pulsationseffektes bei dem etwas höheren magnetischen Störungsgrad Kp 2o zeigt Abb. 27. Dieser Effekt (3.6.1971, 9.00 h UT) tritt zeitlich unmittelbar hinter der im vorherigen Beispiel erwähnten Phase starker magnetischer Aktivität auf, so daß nach CHAPPEL und BANKS die Plasmapause und die innere Plasmasphärengrenze eng benachbart sein dürften. Schon bei oberflächlicher Betrachtung der Spektren fällt

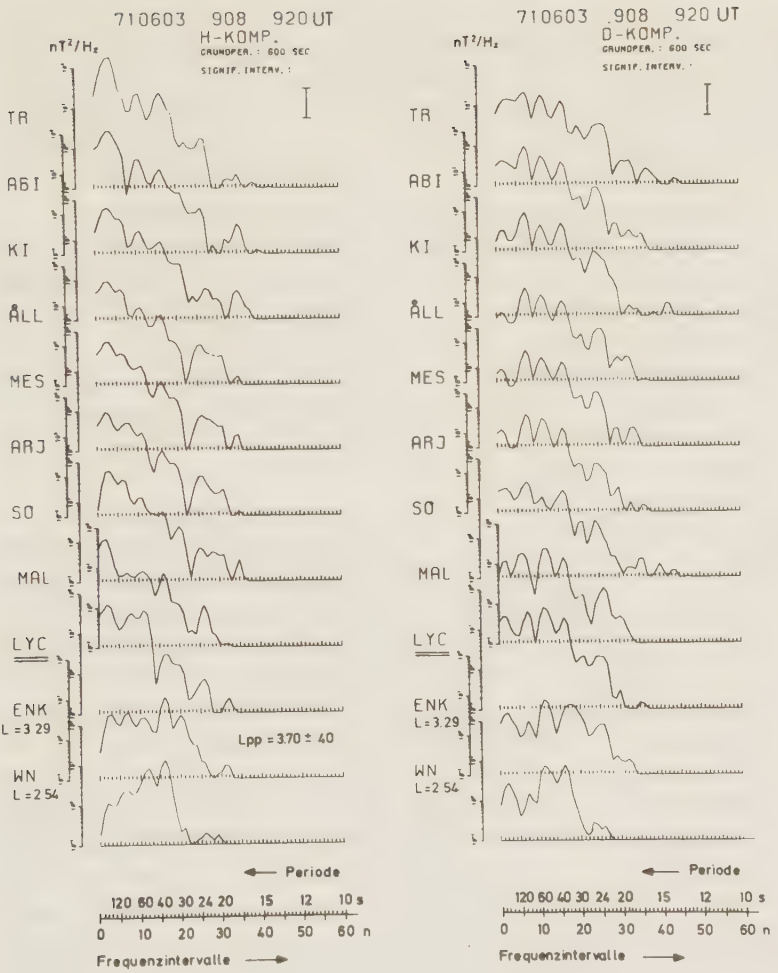


Abb. 27: Leistungsspektren erdmagnetischer pc 3,4 vom 3.6.1971; Kp = 2o.

auf, daß die Anzahl hervortretender Frequenzbänder gegenüber den vorherigen Beispielen bedeutend umfangreicher ist und daß neben der Anregung der kürzerperiodischen Anteile im pc 3 Bereich nun auch die längeren Perioden der pc 4 Pulsationen stärker betont sind. Weiter fällt auf, daß sich das spektrale Verhalten der H-Komponenten an den beiden südlichen Stationen WN und ENK deutlich von dem der außerhalb der Plasmapause (L_{pp} = 3.70) liegenden Stationen unterscheidet. Außerhalb der Plasmapause fällt die Energiedichte an den einzelnen Stationen von den langperiodischen pc 4 Pulsationen exponentiell zu den kürzerperiodischen pc 3 ab. In der halblogarithmischen Darstellung der Spektren bedeutet dies, daß ihre Energiedichtemaxima durch eine Gerade tangiert werden, deren Steigung zwischen LYC (L = 4.40) und KI (L = 5.41) sowohl in H als auch in D annähernd konstant, jedoch an den beiden nördlichsten Stationen in H merklich steiler ist. Dies ist bedingt durch das dort besonders stark betonte Frequenzband um T = 150 sec. Sieht man von dieser bevorzugt angeregten pc 4 Schwingung zwischen L = 5.70 und L = 6.30 zunächst einmal ab, so stellt man fest, daß sich die einzelnen Spektralbänder sehr konsistent und ohne größere Energiedichteschwankungen nach Süden bis in den Einflußbereich der Plasmapause fortsetzen. Besonders deutlich zeigt sich dieses gleichmäßige Verhalten der Spektren in D.

Zwischen LYC (L = 4.40) und ENK (L = 3.29) erfolgt insbesondere in H im Bereich der Plasmapause eine starke Dämpfung der pc 4-Frequenzanteile, so daß sie an den innerhalb der Plasmasphäre liegenden Stationen ENK und WN nicht mehr signifikant nachweisbar sind. Lediglich das pc 3 Band um T = 38 sec setzt sich mit einer merklichen Erhöhung der Energiedichte über ENK nach WN fort. Die Plasmapause wirkt auch hier wieder wie ein Schmalbandfilter, das aus dem breitgefächerten Spektrum signifikanter Frequenzbänder von $6 \cdot 10^{-2}$ Hz bis $6.6 \cdot 10^{-3}$ Hz insbesondere für die Periode um T = 38 sec durchlässig ist. Diese Eigenschaft äußert sich nicht in so deutlicher Form im spektralen Verhalten der D-Komponenten. Außerdem zeigt sich in D auch nicht der in H

beobachtete Energiedichteanstieg des selektierten pc 3 Bandes um T = 38 sec im Bereich der Plasmapause. Die in diesem Beispiel berechtigte Annahme einer inneren Plasmasphärengrenze zwischen etwa L = 2.6 und L = 3.0 gibt einen möglichen Hinweis für eine zusätzliche Filterwirkung, wie man am unterschiedlichen Verlauf der Spektren in ENK und WN deutlich erkennen kann.

Neben der außerhalb der Plasmapause beobachteten erhöhten pc 3 Aktivität stellt man fest, daß insbesondere an den nördlichen Stationen die Hauptfrequenzbänder in H mit etwa 150 sec größere Schwingungsperioden aufweisen als in D mit jeweils etwa 83 sec. Auch das Energiedichteverhältnis der langperiodischen pc 4 Pulsationen überwiegt an den nördlichen Stationen zugunsten von H, wohingegen es zwischen L = 4.5 und L = 5.5 mehr ausgewogen erscheint.

Das Spektrum eines Pulsationseffektes bei Kp 3+ aus den frühen Morgenstunden des folgenden Tages (4.6.1971) zeigt die Abb. 28. Die Lage der Plasmapause befindet sich nach ORR bei $L_{pp} = 3.93 \pm .40$. Auch in diesem Beispiel sollte nach CHAPPEL ein zusätzlicher Plasmadichtegradient innerhalb der Plasmasphäre auftreten.

Zunächst einmal wird im obigen Beispiel wieder die Abhängigkeit des spektralen Verhaltens der pc 3,4 von der erdmagnetischen Aktivität deutlich. Die Hauptenergiedichte angeregter Schwingungen hat sich zusehends aus dem pc 3 - in den pc 4 Bereich verlagert. Das an der südlichsten Station WN auftretende pc 3 Band um T = 33 sec wird von der schmalbandigen pc 4 Linie um T = 60 sec in der Energiedichte um das Mehrfache überragt. Weiter zeigt sich auch hier in beiden Komponenten außerhalb der Plasmasphäre eine verstärkte Anregung von pc 3 Frequenzanteilen, die sich insbesondere in D mit gleichbleibenden Perioden nach Norden fortsetzen. Die Energiedichte steigt aus dem kürzerperiodischen in den längerperiodischen Bereich der Spektren exponentiell an. Dieser Anstieg ist - bedingt durch den höheren magnetischen Störungsgrad - insbesondere in H steiler als im vorherigen Beispiel.

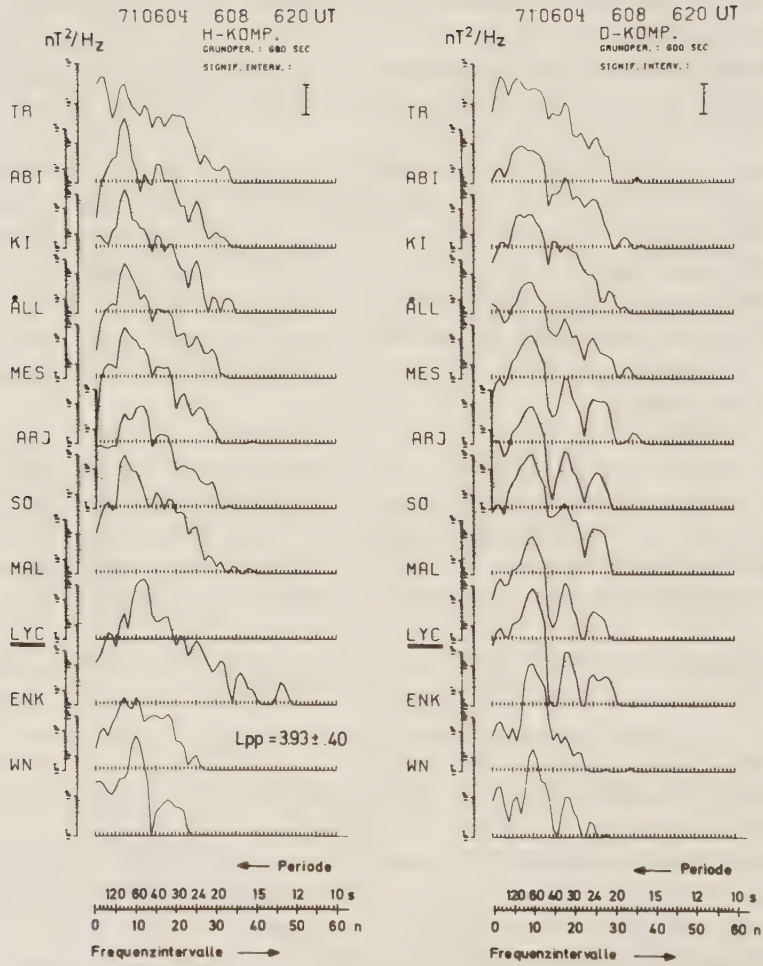


Abb. 28: Leistungsspektren erdmagnetischer pc 3,4 vom 4. Juni 1971; Kp = 3+.

Das energiereichste Frequenzband befindet sich in D bei etwa 60 sec. Es zeigt sich mit anwachsender Breite bis ÅLL (L = 5.18) gleichbleibend stark und steil abfallend in den Flanken. In KI (L = 5.41) und ABI (L = 5.69) erfolgt dann jedoch eine Anhebung der längerperiodischen Anteile, so daß an den nördlichsten Stationen Schwingungen um T = 86 sec bis T = 100 sec dominieren.

Das in H scharf begrenzte und energiereichste Frequenzband um T = 86 sec setzt sich von Norden nahezu unverändert über ABI, KI, ÅLL und SO bis MES (L = 5.01) fort und ist dann etwas weiter südlich in ARJ (L = 4.85) nicht mehr signifikant nachweisbar. Stattdessen bildet sich zwischen L = 4.80 und L = 4.40 eine kürzerperiodische pc 4 Schwingung um T = 55 sec aus, die in LYC (L = 4.40) im unmittelbaren Bereich der Plasmapause ein scharf ausgeprägtes Energiedichtemaximum aufweist. Diese hier deutlich sichtbare Periodendiskontinuität im Einflußbereich der Plasmapause wird in D nicht beobachtet. In H führt die starke Dämpfung des Hauptfrequenzbandes um T = 55 sec zu einem undurchsichtigen Frequenzgemisch in ENK (L = 3.29), wo kein Frequenzband signifikant in Erscheinung tritt. Erst in WN (L = 2.54) zeigt sich wieder der annähernd harmonische Verlauf einer pc 4 Schwingung, dargestellt im Spektrum durch das scharf begrenzte Frequenzband um T = 60 sec. Als mögliche Erklärung für diese in WN bevorzugt auftretende pc 4 Schwingung bietet sich die Annahme einer zusätzlichen Filterwirkung durch die nach CHAPPEL und BANKS vermutete innere Plasmasphärengrenze zwischen L = 2.5 und L = 3.0.

Ein charakteristisches Beispiel spektralen Verhaltens erdmagnetischer Pulsationen bei Kp 4o zeigt Abb. 29. Hier handelt es sich um einen Effekt aus einem Zeitintervall plötzlich einsetzender, stark erhöhter magnetischer Aktivität. Die Lage der Plasmapause befindet sich nach ORR bei $L_{pp} = 3.8 \pm .4$. Die bei anwachsendem magnetischen Störungsgrad in den vorherigen Beispielen beobachtete systematische Verschiebung signifikanter Frequenzbänder in den längerperiodischen Bereich der Spektren

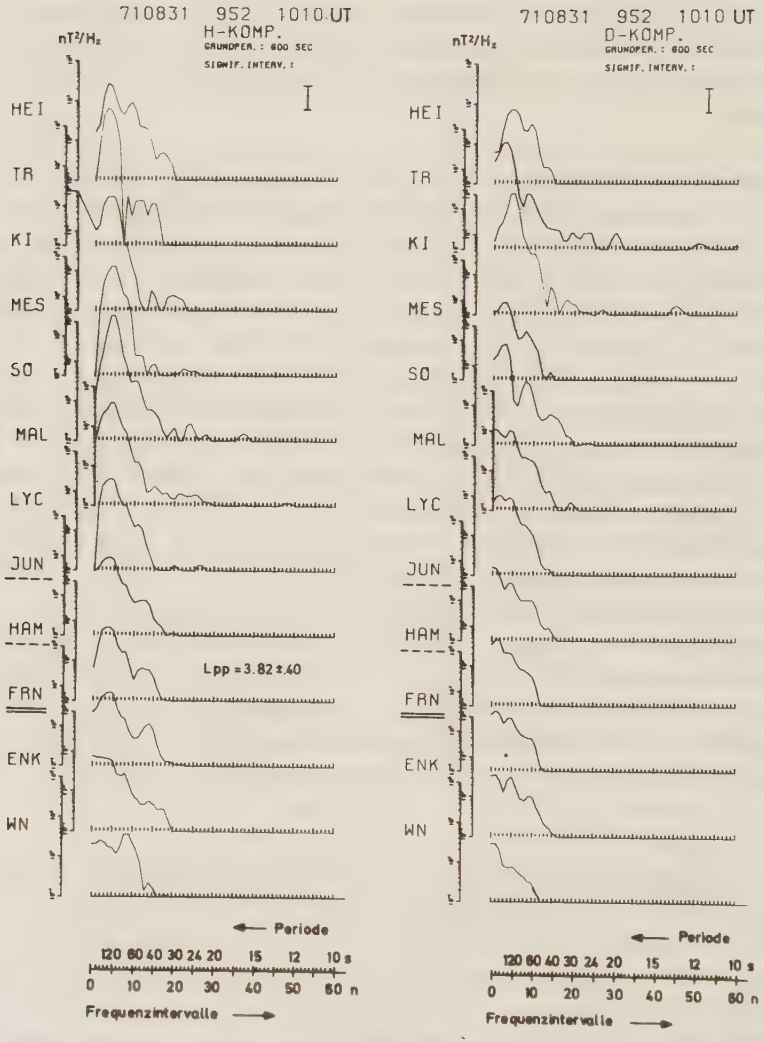


Abb. 29: Leistungsspektren erdmagnetischer pc 3,4 Pulsationen vom 31. August 1971; Kp = 4o.

zeichnet sich hier in besonders deutlicher Form ab. Die Hauptenergie ist in einer Schwingung um T = 150 sec enthalten. Sie nimmt außerhalb der Plasmasphäre mit anwachsendem L sehr stark zu, fällt dann aber von TR (L = 6.30) zur nördlichsten Station Heiss (L = 14.28!), die etwa 40° weiter östlich liegt, wieder steil ab.

Die invarianten Breiten von Heiss und Tromsø sind 74.65° bzw. 66.39°. Vergleiche mit Polarcuspbeobachtungen lassen vermuten, daß sich Tromsø innerhalb und Heiss außerhalb des Bereichs geschlossener Feldlinien auf der Tagseite befinden. Dies führt zu einer möglichen Erklärung der starken Energiedichteabnahme der Pulsationen von TR nach HEI, sofern man davon ausgeht, daß die Anregung, Ausbreitung und Verstärkung der Tagpulsationen sehr stark an das Vorhandensein geschlossener Magnetfeldlinien geknüpft ist.

Diese Vorstellung wird gestützt durch das im Beispiel der Abb. 29 in H beobachtete systematische Anwachsen der pc 4 Pulsationsperiode mit zunehmender geomagnetischer Breite. Die Breitenabhängigkeit der Periode zeigt sich hier insbesondere an den außerhalb der Plasmasphäre liegenden Stationen zwischen LYC und TR. Innerhalb der Plasmasphäre erfolgt von FRN - also im unmittelbaren Bereich der Plasmapause - ein Periodensprung über ENK nach WN von T = 43 sec auf T = 75 sec. Das in FRN beobachtete Frequenzband um T = 43 sec verschiebt sich mit anwachsender Breite systematisch in den längerperiodischen Bereich der Spektren. Ist die Periodenzunahme im niederfrequenten Anteil der Spektren mitunter nicht so deutlich zu erkennen, dann ist es häufig zweckmäßig, die Autokorrelationsfunktionen heranzuziehen, aus denen sich die langen Perioden genauer bestimmen lassen.

Die älteste Vorstellung über die Breitenabhängigkeit der Pulsationsperioden stammt von DUNGEY [1954]. In seinem Versuch, die geomagnetischen Pulsationen durch hydromagnetische Schwingungen der äußeren Atmosphäre zu erklären, wird DUNGEY unter vereinfachenden Annahmen auf zwei entkoppelte Differentialgleichungen geführt, von denen die erste eine poloidale Schwingung beschreibt - das zugehörige Magnetfeld also nur eine Komponente

in der Meridianebene besitzt. Die zweite Gleichung liefert eine toroidale Schwingung, hier besitzt das Magnetfeld nur eine D-Komponente. Lediglich die toroidalen Schwingungen sollten nach der Theorie von DUNGEY eine Zunahme der Schwingungsdauer mit wachsender geometrischer Breite zeigen. Die Diskrepanz zwischen den von DUNGEY vorhergesagten Periodenänderungen in D und den tatsächlich in der H-Komponente beobachteten wurde erstmals deutlich in den von VOELKER durchgeführten Untersuchungen. Da bei einer kontinuierlichen Verteilung des Plasmas isolierte meridionale Schwingungen mit breitenabhängigen Perioden nicht möglich sind, nimmt SIEBERT [1965] zur Deutung der Beobachtungen an, daß das Plasma in dem betrachteten Bereich der Magnetosphäre eine lamellenartige Struktur besitzt. Mit dieser Vorstellung lassen sich sowohl die Breitenabhängigkeit der Pulsationsperioden als auch die oft beobachteten Schwebungserscheinungen erklären.

In Anlehnung an die Vorstellungen von DUNGEY versuchen HUGHES [1974], HUGHES und SOUTHWOOD [1974, 1976] die am Erdboden beobachtete Breitenabhängigkeit der Pulsationsperioden den azimutal polarisierten magnetischen Störungen - also der D-Komponente - in der Magnetosphäre zuzuordnen: Die Polarisationsrichtung dieser Störungen soll auf dem Weg durch die Ionosphäre um 90° gedreht werden, wobei als Ursache für diese Drehung die in der E-Schicht verstärkt auftretenden Hallströme angenommen werden. Den am Erdboden registrierten Pulsationen in H entsprechen nach dieser Deutung die in der Magnetosphäre azimutal polarisierten Störungen in D.

Abb. 30 zeigt die für den Effekt 710831 952-1010 UT ermittelte Periodenverteilung der H-Komponente in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite. Zum Vergleich ist die nach VOELKER [1963] berechnete Periodenverteilung der ersten drei symmetrischen toroidalen Eigenschwingungen, die sich aus der Theorie DUNGEY's ergeben, mit eingezeichnet.

Der nach

$$T = \frac{8a^4}{nM} \sqrt{\pi \cdot \varrho_o(a)} \; \frac{\sin\varphi_o}{\cos^2\varphi_o} \qquad \text{mit } 20^\circ \leq \varphi_o \leq 60^\circ$$

berechneten Periodenverteilung liegt die Annahme einer Plasmaverteilung zu Grunde, die mit zunehmender Entfernung von der Erdoberfläche wie r^{-6} abnimmt.

$$\varrho_o(\varphi) = \frac{\varrho_o(r_o)}{(1-\sin^2\varphi)^6} = \varrho_o(r_o)\, \sec^{12}\varphi = \varrho_o(a)\, \left(\frac{a}{r}\right)^6 \quad ,$$

wobei

φ die geomagnetische Breite am betrachteten Ort der Feldlinien,

φ_o die geomagnetische Breite an der Erdoberfläche,

a der Erdradius ($6.371 \cdot 10^8$ cm),

M der Betrag des Dipolmomentes der Erde ($8.06 \cdot 10^{25}$ Γcm^3),

$\varrho_o(\varphi)$ die Dichte des Plasmas längs der durch den Äquatorabstand r_o gekennzeichneten Feldlinie,

r_o die Entfernung des Scheitelpunktes der betrachteten Feldlinie vom Erdmittelpunkt und

$\varrho_o(a)$ die Dichte des Plasmas an der Erdoberfläche ist, wobei

$$\varrho_o(a) = m_i \cdot N(a) = 1.42 \cdot 10^{-18}\ g\ cm^{-3}$$

mit $m_i = 1.6723 \cdot 10^{-24}$ g

und $N(a) = 8.52 \cdot 10^5\ cm^{-3}$.

n gibt an, ob es sich um die Grundschwingung (n = 1), die erste Oberschwingung (n = 2),.... usw. handelt.

Unter Beibehaltung des Potenzgesetzes für die Verteilung der Plasmadichte, aber unter Annahme einer höheren Plasmadichte $\varrho_o(a) = 3.11 \cdot 10^{-18}\ g/cm^3$ lassen sich die beobachteten Perioden einer theoretischen Periodenverteilung besser angleichen (gestrichelte Kurve in Abb. 30).

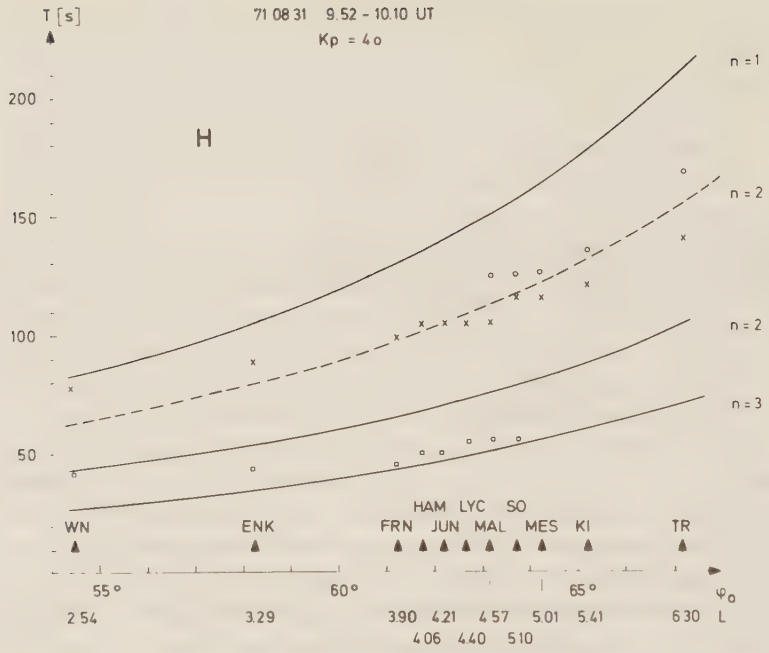


Abb. 30: Vergleich zwischen der nach VOELKER [1963] berechneten Periodenverteilung der ersten drei symmetrischen toroidalen Eigenschwingungen und der in der H-Komponente beobachteten Breitenabhängigkeit der Pulsationsperioden. Die Perioden wurden bestimmt aus Powerspektrum (□), Autokorrelationsfunktion (o), Registrierung (x). $\varrho_o(a) = 1.42 \cdot 10^{-18}$ g/cm^3 (durchgezogene Kurve), $\varrho_o(a) = 3.11 \cdot 10^{-18}$ g/cm^3 (gestrichelte Kurve).

Ein letztes Beispiel berechneter Leistungsspektren mit systematischen Frequenzverschiebungen in H zwischen den außerhalb der Plasmapause liegenden Stationen sowie einer in H deutlichen Diskontinuität in der Periodenverteilung an den südlicheren

Stationen LYC (L = 4.40) und ENK (L = 3.29) unmittelbar innerhalb der Plasmapause zeigt Abb. 31.

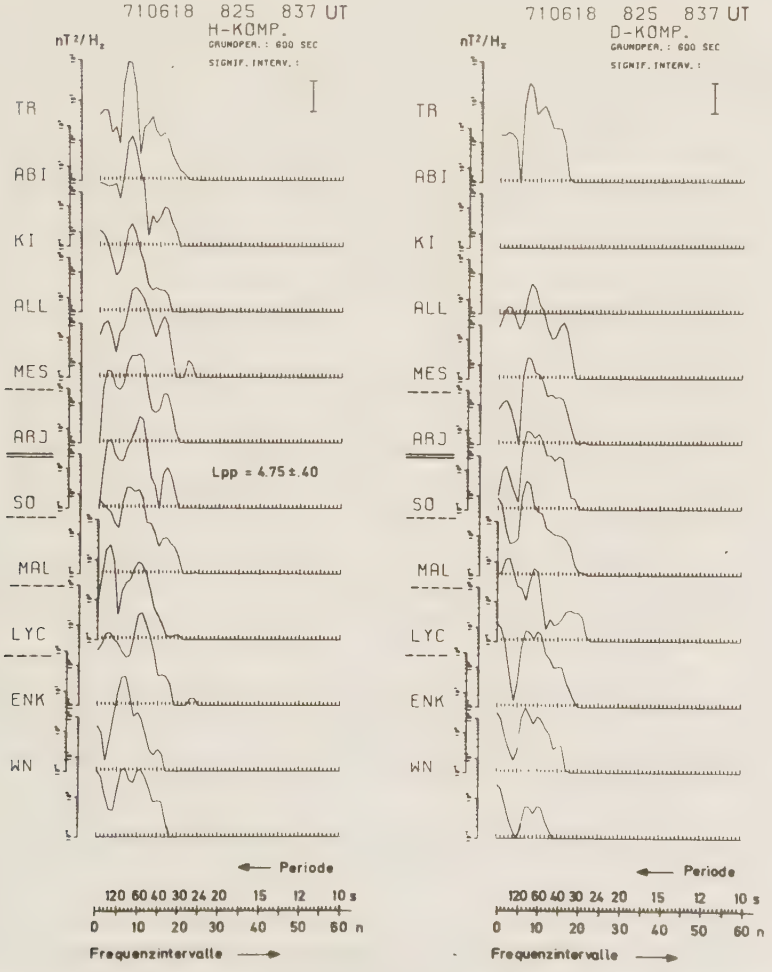


Abb. 31: Leistungsspektren mit Frequenzverschiebungen zwischen L = 5.0 und L = 6.30.

Zwei, allerdings nur schwach angedeutete pc 4 Schwingungen um T = 57 sec und T = 92 sec mit jeweils etwa gleich großen Energiedichten charakterisieren in diesem Beispiel das Spektrum in WN (L = 2.54). Das Energiedichteverhältnis einander entsprechender Frequenzbänder beträgt hier zwischen H und D etwa 2. In ENK (L = 3.29) zeigt sich die längere pc 4 Periode um T = 92 sec insbesondere in H als scharf ausgeprägtes Frequenzband mit einer Energiedichtezunahme von 1.5 nT^2/Hz auf etwa 25 nT^2/Hz. In D ist der entsprechende Energiedichtezuwachs weniger stark ausgeprägt. Die bereits in früheren Beispielen in H beobachteten Periodendiskontinuitäten an Grenzflächen unterschiedlicher Plasmadichte zeigt sich hier in besonders deutlicher Form zwischen ENK und LYC. Das innerhalb der Plasmapause dominierende Frequenzband um T = 92 sec verschwindet in LYC (L = 4.40) vollständig. Stattdessen zeigt sich dort ein sehr scharf begrenztes kürzeres pc 4 Band um T = 57 sec, das sich über MAL (L = 4.57), ARJ (L = 4.85) nach MES (L = 5.01) ohne jegliche Veränderung der Periode durch die Plasmapause hindurch fortsetzt. Außerhalb der Plasmapause wird jedoch ab ÅLL (L = 5.18) mit anwachsender Breite bzw. ansteigenden L-Werten eine systematische Zunahme der Periode von T = 67 sec über T = 75 sec nach T = 86 sec in TR (L = 6.30) beobachtet. Außerdem zeigt sich auch hier wieder in H und D eine erhöhte pc 3 Aktivität in dem Bereich des Profils, das außerhalb der Plasmasphäre liegt.

Das besonders in H charakteristische Frequenzverhalten hinsichtlich der zwischen ENK und LYC beobachteten Periodendiskontinuität tritt noch einmal ganz deutlich bei den in Abb. 32 dargestellten Autokorrelationsfunktionen in Erscheinung. Aber auch die Zunahme der Periode mit anwachsender Breite ist an den nördlichen Stationen klar zu erkennen.

Das Ergebnis der Auswertung der Perioden dieses Effektes ist in Abb. 33 dargestellt. Die theoretisch berechnete Periodenverteilung ist zum Vergleich in der Darstellung mit berücksichtigt und man erkennt wieder, daß die Annahme einer höheren Plasma-

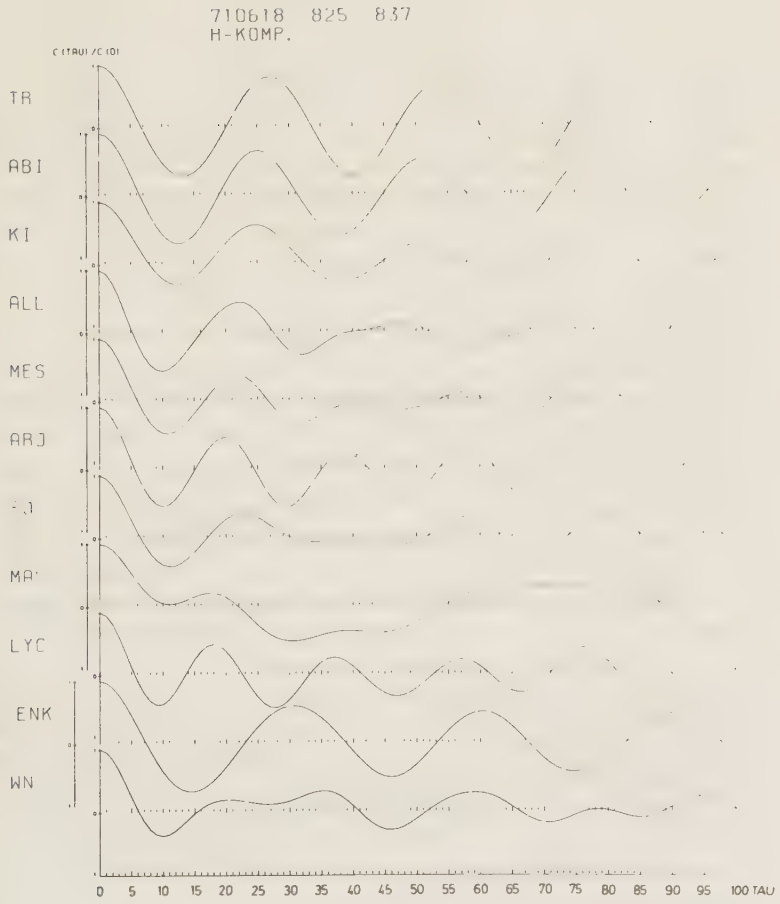


Abb. 32: Autokorrelationsfunktion eines Effektes mit breitenabhängigen Perioden in der H-Komponente.

dichte $\varrho_o(a) = m_i \cdot N(a) = 1.90 \cdot 10^{-18}$ g/cm^3 zu einer besseren Übereinstimmung zwischen beobachteten und theoretisch berechneten Perioden führt.

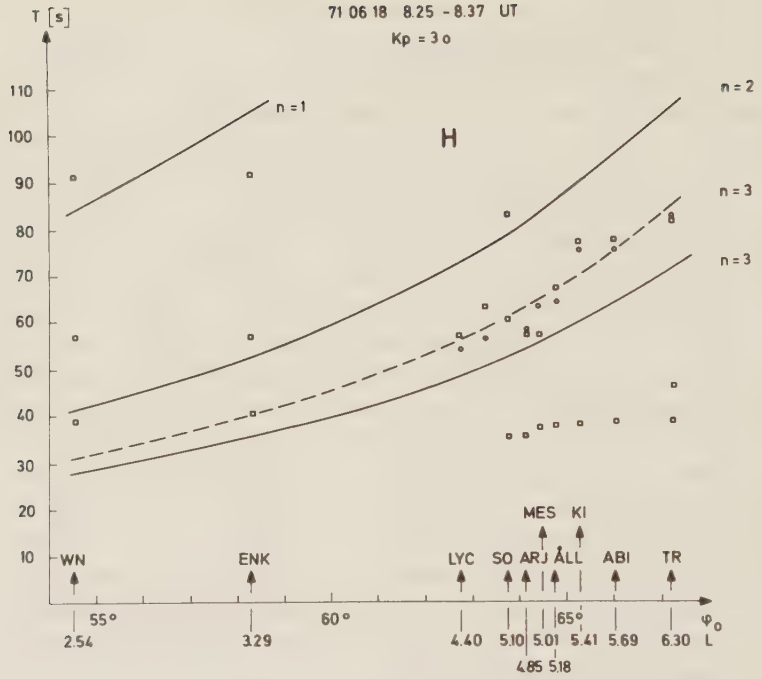


Abb. 33: Vergleich zwischen beobachteter und theoretisch berechneter Periodenverteilung in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite wie in Abb. 30.
$\varrho_0(a) = 1.42 \cdot 10^{-18}$ g/cm^3 (durchgezogene Kurve),
$\varrho_0(a) = 1.90 \cdot 10^{-18}$ g/cm^3 (gestrichelte Kurve).

Insgesamt wurden Effekte mit systematisch breitenabhängigen Perioden nur in vereinzelten Fällen beobachtet, und dann auch nur bei mäßiger bis stärkerer magnetischer Aktivität (Kp 3o).

Zusammenfassend lassen sich für das spektrale Verhalten der pc 3,4 Pulsationen folgende Eigenschaften angeben:
Das Frequenzverhalten der pc 3,4 hängt im wesentlichen vom aktuellen Kp-Wert zum Zeitpunkt der durchgeführten Pulsationsregistrierung und vom Zustand und der Konfiguration bestimmter magnetosphärischer Bereiche und ihrer Grenzflächen ab, wobei zu beachten ist, daß letztere in starkem Maße von der erdmagnetischen Aktivität vorhergehender Zeitintervalle mitbestimmt werden.

Bei niedrigem magnetischen Störungsgrad ($Kp \leq 1+$) werden besonders Frequenzbänder im pc 3 und gelegentlich auch im (kürzerperiodischen) pc 4 Bereich bis etwa T = 60 sec angeregt, die jedoch mit anwachsender geomagnetischer Breite meist keine systematischen Frequenzverschiebungen in den längerperiodischen Bereich der Spektren zeigen. Lediglich in vereinzelten Fällen wird an den südlichen Stationen bis etwa 60° geomagnetischer Breite eine geringfügige Periodenzunahme sichtbar. Stattdessen erfolgt im Einflußbereich der Plasmapause ein Energiedichteaustausch zwischen benachbarten Spektrallinien, von denen jeweils die kürzerperiodische Schwingung außerhalb und die längerperiodische innerhalb der Plasmapause dominiert. Ein derartiges Verhalten benachbarter Spektrallinien äußert sich nicht in den D-Komponenten. Bei niedrigem Kp ist D vielmehr charakterisiert durch geringfügige und unsystematische Frequenzverschiebungen in den jeweils hervortretenden Spektralbändern. Die nach CHAPPEL unter bestimmten magnetosphärischen Bedingungen auftretende innere Plasmasphärengrenze zwischen etwa L = 2.6 und L = 3.5 übt eine mögliche Filterwirkung auf die Pulsationen aus, die sich besonders im zugehörigen Energiedichtespektrum der H-Komponenten durch das Hervortreten eines häufig sehr schmalbandigen Frequenzbandes in WN (L = 2.54) oder in ENK (L = 3.29) bemerkbar macht.

Bei anwachsender magnetischer Aktivität erfolgt eine Verbreiterung des Spektrums angeregter Schwingungen (die Anzahl signifikanter Frequenzbänder nimmt zu), wobei sich die Hauptenergie-

dichte aus dem pc 3 in den pc 4 Bereich verschiebt. Die im Kp-Intervall $2o \leqslant Kp \leqslant 3+$ bevorzugt angeregten Schwingungsperioden liegen zwischen T = 50 sec und T = 90 sec, wobei die kürzerperiodischen pc 4 Pulsationen um T = 50 sec bis 60 sec an den südlichen Stationen dominieren. Dieses Verhalten äußert sich allerdings meistens nicht in einer systematischen Breitenabhängigkeit der Periode, sondern vielmehr in einer häufig im Einflußbereich der Plasmapause beobachteten Periodendiskontinuität. Derartige Periodendiskontinuitäten stehen im Einklang mit theoretischen Untersuchungen von CHEN und HASEGAWA, die das Auftreten von Periodensprüngen im Bereich von Plasmadichtegradienten voraussagen.

Beobachtungsergebnisse von KOPYTENKO und RASPOPOV [1971] weisen ebenfalls darauf hin, daß bei niedrigem $Kp \leqslant 1$ die längeren pc 4 Pulsationsperioden an der südlicher gelegenen russischen Station Borok ($\varphi_m = 53^o$) bevorzugt auftreten, wohingegen bei anwachsender magnetischer Aktivität mit $2 \leqslant Kp \leqslant 3$ der umgekehrte Fall zutrifft und die längerperiodischen pc 4 Pulsationen an der nördlichen Station Lovozero ($\varphi_m = 63^o$) überwiegen.

Der Periodenbereich um T = 150 sec ist bei höherem $Kp \geqslant 3$ charakterisiert durch hohe Energiedichten insbesondere für H an den nördlichsten Stationen Tromsø, Abisko und Kiruna. Dieser Spektralbereich nimmt nach Süden hin stark ab und ist in Enköping und Wingst nicht mehr signifikant nachweisbar. In Heiss, derjenigen Station, die außerhalb des Bereichs geschlossener Feldlinien liegt, nimmt die Energiedichte ebenfalls stark ab. Hiermit übereinstimmend beobachten ROSTOCKER, SAMSON und HIGUCHI [1972], daß das Energiemaximum der Pulsationen unmittelbar südlich der Polarcusps liegt. Bei ansteigender magnetischer Aktivität treten kürzerperiodische pc 3 Schwingungen bevorzugt außerhalb der Plasmapause auf. Es handelt sich hierbei teilweise um Oberschwingungen der in diesem Gebiet besonders stark angeregten pc 4 Pulsationen. VOELKER [1968] hat ebenfalls bei höherer magnetischer Aktivität in der Polarlichtzone ($\varphi_m \approx 65^o$) eine deutliche Erhöhung der pc 3,4 Aktivität beobachtet.

Die Energiedichte nimmt an den außerhalb der Plasmapause liegenden Stationen von den langen zu den kurzperiodischen Pulsationen exponentiell ab. Übereinstimmend mit Ergebnissen von KOPYTENKO, RASPOPOV und DMITRIEVA [1975] zeigen die bei höherer magnetischer Aktivität angeregten pc 3 keine Breitenabhängigkeit der Periode.

Die Spektren der D-Komponenten benachbarter Stationen zeichnen sich bei anwachsendem Kp gegenüber H durch ein konsistenteres Verhalten ihrer Hauptfrequenzbänder aus. Sie setzen sich meist ohne Veränderung ihrer Mittenfrequenz gleichmäßig von Süden nach Norden fort. In H beobachtet man demgegenüber neben den bereits erwähnten Periodendiskontinuitäten, die bevorzugt im Bereich der Plasmapause auftreten, gelegentlich an den nördlichen Stationen systematische Frequenzverschiebungen bei den längerperiodischen pc 4 Pulsationen, die sich in einer Periodenzunahme mit anwachsender geomagnetischer Breite äußern. Unter Beibehaltung des r^{-6}-Potenzgesetzes für die Verteilung der Plasmadichte aber unter Annahme einer höheren Plasmadichte an der Erdoberfläche lassen sich die beobachteten Perioden einer nach VOELKER berechneten Periodenverteilung besser angleichen.

4.2 Energiedichteverhalten der pc 3,4

Eine genauere Untersuchung der Energiedichtemaxima signifikanter Frequenzbänder ergab, daß die längerperiodischen pc 4 Pulsationen um T = 80 bis 150 sec bei Kp $\geq$ 3 ein ausgeprägtes Maximum zwischen 65° und 67° geomagnetischer Breite haben. Bis etwa 62° geomagnetischer Breite (L = 4.20) zeigt ihre Energiedichteverteilung einen nahezu konstanten Verlauf mit berechneten Spektraldichten $\leq$ 10 nT^2/Hz. Ab 62° bis 63° (L = 4.2 bis 4.5) erfolgt - häufig unmittelbar außerhalb der Plasmapause - ein sehr starker, mitunter sprunghafter Anstieg der Energiedichte bis auf Werte von etwa 1000 nT^2/Hz. In D sind die Spektraldichten im Bereich des Maximums im allgemeinen um den Faktor 2 bis 5, gelegentlich

auch bis zu einer Größenordnung geringer.

Die kürzerperiodischen pc 4's (T = 45 - 60 sec) nehmen in H bei mittlerer bis stärkerer magnetischer Aktivität ihr Energiedichtemaximum innerhalb der Plasmasphäre südlich von 60° - 62° geomagnetischer Breite an. Jedoch liegen die Energiedichten erheblich (1 bis 2 Größenordnungen) unter denen der in der Polarlichtzone bevorzugt angeregten langperiodischen pc 4 Bänder. D hat sein Energiedichtemaximum zwischen 65° und 67° geomagnetischer Breite und zeigt somit häufig H gegenüber ein gegenläufiges Verhalten.

Bei den pc 3 (bis etwa T = 30 sec) beobachtet man bei anwachsendem Kp fast immer einen sprunghaften Anstieg der Energiedichteverteilung unmittelbar außerhalb der Plasmapause. Von hier weiter nach Norden fortschreitend bietet sich dann jedoch meistens ein uneinheitliches Bild in der Weise, daß sich weder systematische Energiedichtemaxima noch -minima in bestimmten Breiten lokalisieren lassen.

Einige typische Einzelbeispiele sollen die geschilderten Verhältnisse unterstreichen.

Die nachstehende Darstellung der Energiedichteverteilung, die aus den Maxima der Leistungsspektren bei etwa T = 150 sec gewonnen wurde, zeigt das für lange Perioden und bei höherer magnetischer Aktivität charakteristische Verhalten: Zunächst beobachtet man geringe Energiedichten mit nahezu konstantem Verlauf bis etwa 62.5° geomagnetischer Breite; dann erfolgt in einem schmalen Breitenbereich unmittelbar außerhalb der Plasmapause ein sehr starker Anstieg der Energiedichte bis etwa 1300 nT^2/Hz in H und ca. 150 nT^2/Hz in D und schließlich fällt sie in Heiss (L = 14.28), der nördlichsten Station, die außerhalb des Bereichs geschlossener Feldlinien in der Polarkappenregion liegt, wieder stark ab. Auffallend ist das in Sodankylä in Erscheinung tretende Zwischenmaximum. Verantwortlich hierfür dürfte vermutlich die gegenüber den benachbarten Stationen auftretende Längendifferenz von 7.5°

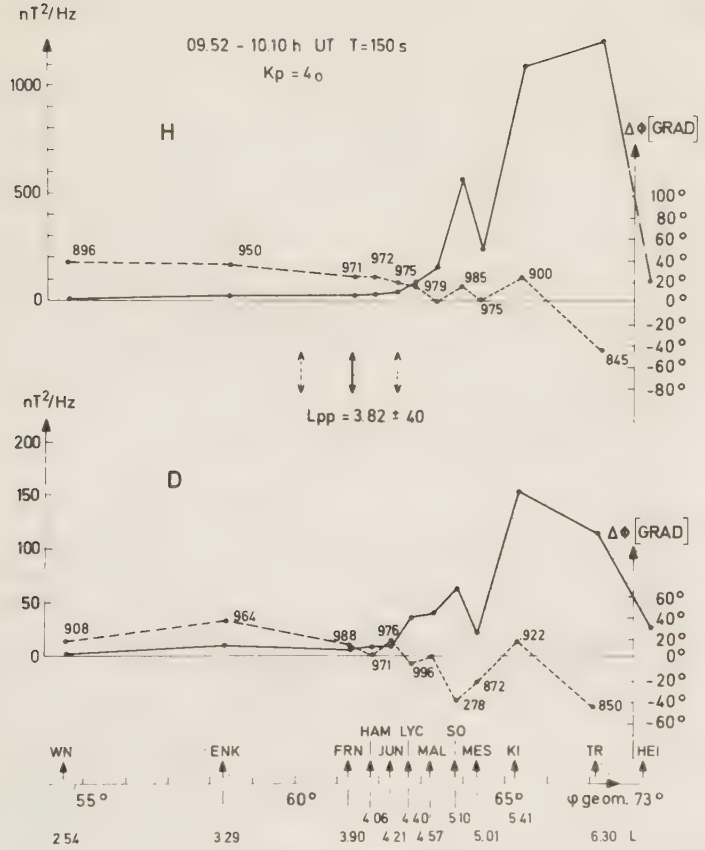


Abb. 34: Energiedichteverteilung langperiodischer pc 4 Pulsationen (T ≈ 150 sec) in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite (durchgezogene Linien) und Phasendifferenzen bezogen auf die Referenzstation Malå (gestrichelte Linie). Kp = 4o.

entsprechend einem Lokalzeitunterschied von etwa 0,5 Stunden sein.

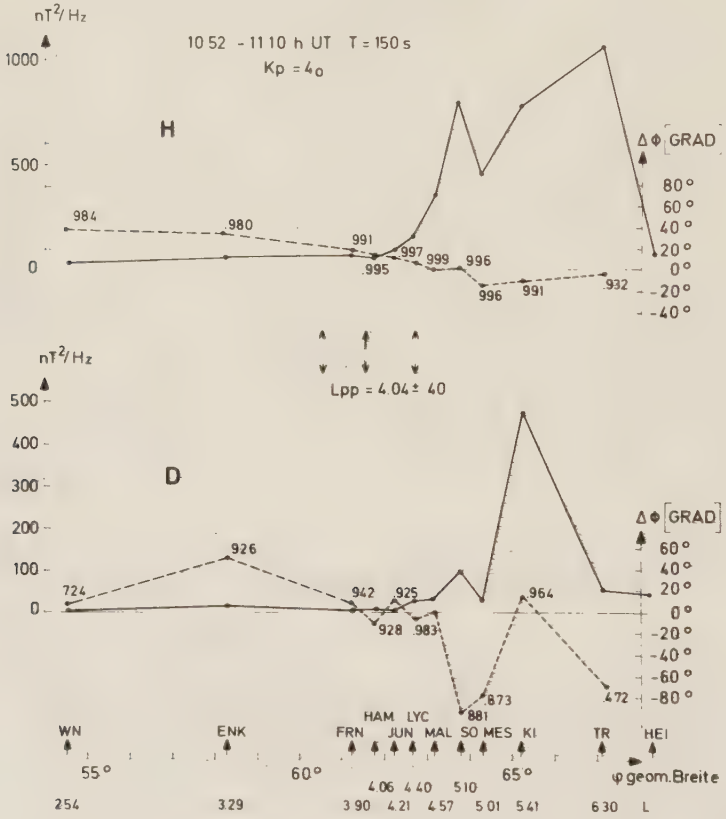


Abb. 35: Energiedichteverteilung, Phasendifferenzen und Kohärenzen langperiodischer pc 4 Pulsationen in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite bei Kp = 4o. (Energiedichte = durchgezogene Linie, Phasendifferenzen = gestrichelte Linie).

Abb. 35 zeigt an einem weiteren Beispiel die oben beschriebenen charakteristischen Eigenschaften der Energiedichteverteilung langperiodischer pc 4 Pulsationen bei höherer magnetischer Aktivität. Zusätzlich sind in das Diagramm die mit Hilfe der Kreuzkorrelationsanalyse berechneten Phasendifferenzen bezüglich einer festen Referenzstation (in den obigen Beispielen ist es die Station Malå ($L = 4.57$)) sowie die normierten Kohärenzen über die geomagnetische Breite aufgetragen. Einer positiven Phasendifferenz $\Delta\Phi = \Phi(\text{Malå}) - \Phi(L)$ gegenüber der Referenzstation Malå entspricht ein zeitlich früheres Auftreten der magnetischen Störung an der Vergleichsstation. Typisch ist das insbesondere in H beobachtete gleichmäßige und stabile Phasenverhalten an benachbarten Stationen, wohingegen in D im Bereich einsetzender Energiedichtezunahme stärkere Schwankungen in den Phasendifferenzen zu verzeichnen sind. Die Kohärenzen weichen nur wenig vom Wert 1 ab.

Das Verhalten der bei höherem magnetischen Störungsgrad auftretenden pc 4 Pulsationen mit Perioden um T = 45 - 60 sec wird in Abb. 36 dargestellt. In H beobachtet man eine von S nach N, insbesondere im Bereich der Plasmapause stark abfallende Energiedichteverteilung, wohingegen D einen hierzu gegenläufigen Trend aufweist, nämlich geringere Energiedichten innerhalb der Plasmapause mit einem sich anschließenden Anstieg und breitem Maximum im nördlichen Bereich außerhalb der Plasmasphäre zwischen etwa 65° und 67° geomagnetischer Breite.

Auffallend ist die zwischen MAL und SO beobachtete starke Zunahme und die ebenso starke Wiederabnahme der Phasendifferenzen nach MES. Es handelt sich hierbei um einen bereits im vorherigen Beispiel erwähnten Längeneffekt der Station SO. Eine Anordnung der Stationen nach ihrem zugehörigen Schalenparameter L äußert sich in der obigen Darstellung durch einen regelmäßigeren Verlauf der Phasendifferenzen. So beobachtet man in H bei nur wenig von 1 abweichenden Kohärenzen an den vier südlichsten Stationen WN, ENK, FRN und HAM eine annähernd konstante Phasen-

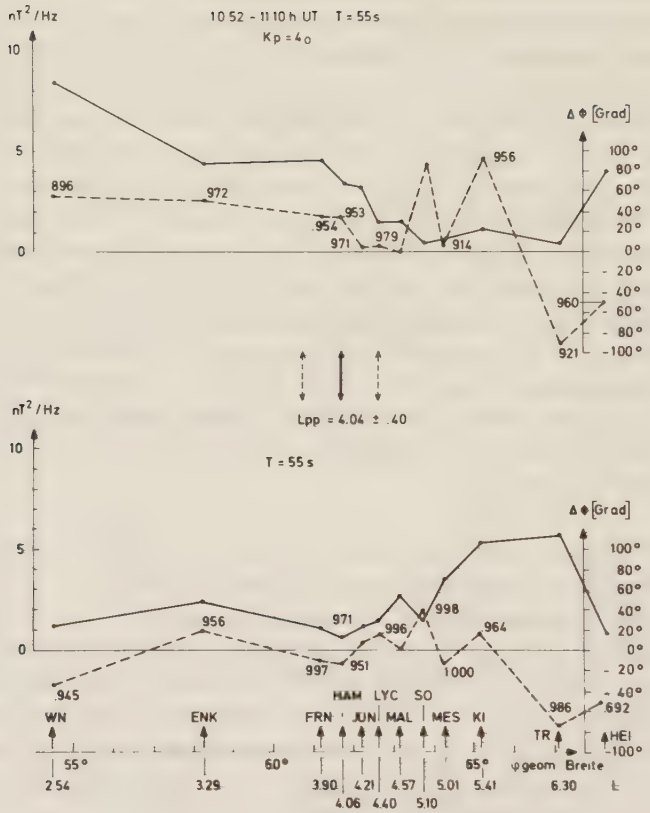


Abb. 36: Energiedichteverteilung und Phasendifferenzen kürzerperiodischer pc 4 Pulsationen in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite bei Kp = 4o. (Energiedichte: durchgezogene Linie; Phasendifferenzen: gestrichelte Linie)

differenz von etwa 50°, die dann über JUN und LYC nach MAL gleichmäßig auf Null geht, in MES wieder leicht positiv wird, in SO und KI ein Maximum von etwa 90° durchläuft und schließlich nach TR steil abfällt und dort negative Phasendifferenzen von etwa -100° annimmt.

Das bei geringer magnetischer Aktivität (Kp ≤ 2o) beobachtete Maximum der Energiedichteverteilung der kürzerperiodischen pc 4 Pulsationen liegt etwa zwischen 62° und 63° geomagnetischer Breite. Es befindet sich somit gegenüber dem bei höherem Kp beobachteten Extremum weiter nördlich,und zwar häufig unmittelbar außerhalb oder im direkten Einflußbereich der Plasmapause.

Ein Beispiel hierfür zeigt Abb. 37, wo das Maximum in H bei 63° und in D bei 62,5° geomagnetischer Breite auftritt.

Die Phasendifferenzen unterliegen bei nur wenig von 1 abweichenden Kohärenzen stärkeren Schwankungen, als sie bei den längerperiodischen pc 4 bei höherer magnetischer Aktivität beobachtet werden.

Darüberhinaus zeigt die Energiedichteverteilung der D-Komponente hier einen Verlauf, wie er wiederholt bei den kürzerperiodischen pc 4 und mitunter auch bei den pc 3 bei geringer bis mäßiger magnetischer Aktivität beobachtet wird: Außerhalb der Plasmapause - häufig zwischen 62° und 65° geomagnetischer Breite - tritt ein deutlicher Einbruch in der Energiedichteverteilung der Horizontalkomponenten auf mit einem ausgeprägten Minimum zwischen 63° und 64°. Sehr klar zeigt sich dieses Verhalten in der nächsten Abbildung, wo der Bereich maximal auftretender Energiedichte gegenüber dem bei kürzeren pc 4 Perioden und höherer magnetischer Aktivität beobachteten weiter nördlich zwischen 62° und 63° geomagnetischer Breite auftritt.

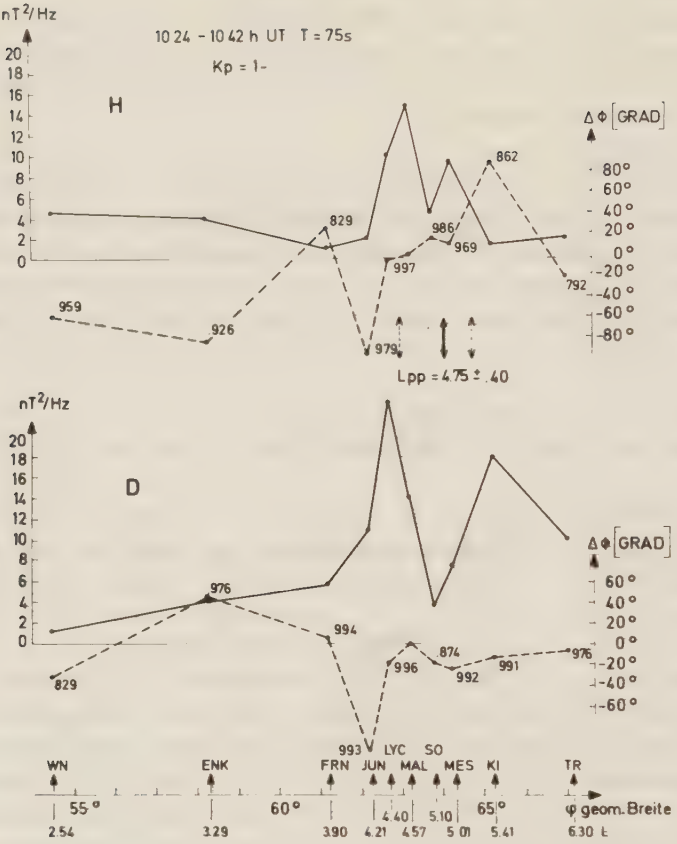


Abb. 37: Energiedichteverteilung und Phasendifferenzen in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite bei Kp = 1-. (Energiedichte: durchgezogene Linie; Phasendifferenzen: gestrichelte Linie).

Zwischen 63° und 64° geomagnetischer Breite fällt die Energiedichte bis auf etwa 1/4 des Maximalwertes ab, bleibt dann an mehreren aufeinanderfolgenden Beobachtungsstationen konstant

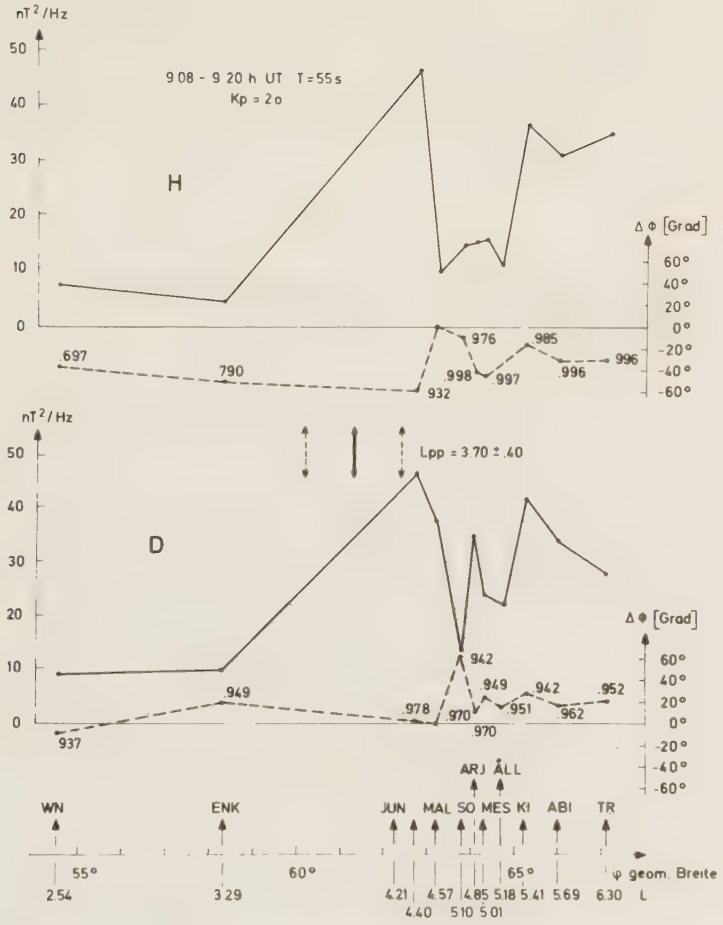


Abb. 38: Beispiel eines Energiedichteeinbruches zwischen 63° und 64° geomagnetischer Breite. (Energiedichte: durchgezogene Kurve; Phasendifferenzen: gestrichelte Kurve).

und durchläuft anschließend bei 65° (L = 5.4) ein zweites, flacheres Maximum. Im Bereich des Minimums treten Phasendifferenzen unregelmäßiger Art bis zu $|\Delta\Phi| = 60^{\circ}$ auf. Die innerhalb der Plasmapause auftretenden Pulsationen sind in H deutlich schlechter mit den außerhalb der Plasmasphäre beobachteten korreliert als in D.

4.3 Phasendifferenzen und scheinbare horizontale Driftgeschwindigkeiten

Die bei höherer magnetischer Aktivität (Kp $\geq$ 3+) beobachteten stabilen Phasendifferenzen der längerperiodischen pc 4 sowie die bei geringem Kp auftretenden unregelmäßigen und stärker schwankenden Unterschiede in den Phasen der kürzerperiodischen pc 4 und pc 3 Pulsationen zwischen benachbarten Stationen wurden genauer untersucht. Die Annahme, daß die in den Horizontalkomponenten beobachteten Phasendifferenzen vornehmlich 'äußeren' Ursprungs sind, also mögliche Untergrundeinflüsse, bedingt z.B. durch Leitfähigkeitsunterschiede, nur eine untergeordnete Rolle spielen, führt zu der Vorstellung einer räumlichen Ausbreitung des zeitlichen Schwingungsverlaufs der Pulsationen mit einer gewissen Driftgeschwindigkeit $\underline{v}$. Durch gleichzeitige Registrierung an jeweils drei benachbarten Stationen lassen sich, sofern die Meßpunkte ein Dreieck bilden, sowohl die Richtung als auch der Betrag der Driftgeschwindigkeit bestimmen. Bei der Behandlung des ebenen Falles erhält man allerdings nur eine scheinbare, in die Horizontalebene projizierte Driftgeschwindigkeit $\underline{v}_s$. Anschaulich lassen sich die mit dieser Vorstellung vereinfacht angenommenen ebenen Wellen in der Horizontalebene als Wellenfronten darstellen, die Parallelen senkrecht zur Driftrichtung bilden. Die Phasendifferenzen $\Delta\Phi$ charakterisieren die Durchgänge einer bestimmten Wellenfront an den drei Registrierstationen. Für eine bestimmte Komponente und Periode lassen sich aus den Phasendifferenzen zwischen den Stationen die

scheinbaren Phasengeschwindigkeiten berechnen nach

$$v_{1k} = \frac{360^o}{T} \frac{S_{1k}}{\Delta\Phi_{1k}} \quad , \qquad k = 2,3$$

wobei T die Periode in sec,
S_{1k} der Stationsabstand in km zwischen den beiden Stationen ST(1) und ST(k) und
$\Delta\Phi_{1k}$ die Phasendifferenz in Grad ist.

Graphisch erhält man die scheinbare Driftgeschwindigkeit $\underline{v}_s$ durch Fällen des Lotes vom Nullpunkt (ST(1)) auf die Verbindungslinie der Endpunkte von v_{12} und v_{13}, wie es in Abb. 39 skizziert ist.

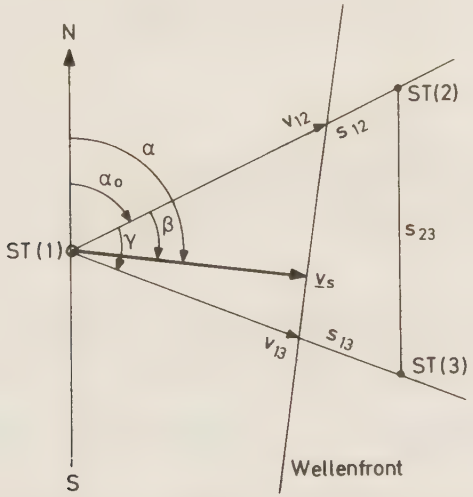


Abb. 39: Bestimmung der scheinbaren Driftgeschwindigkeit $\underline{v}_s$ aus den scheinbaren Phasengeschwindigkeiten v_{12} und v_{13}.

Zur rechnerischen Bestimmung von $\underline{v}_s$ und insbesondere der Ausbreitungsrichtung α ist es vorteilhaft, die in Abb. 39 angegebene Anordnung der Stationen beizubehalten, d.h. die gerichtete Strecke $\overrightarrow{ST(1)\ ST(2)} = \underline{S}_{12}$ soll immer durch die kürzeste Drehung

im Uhrzeigersinn in die Strecke $\overline{ST(1)\ ST(3)} = \underline{S}_{13}$ übergehen, und ST(1) soll immer der Nullpunkt bzw. die jeweilige Bezugsstation zu ST(2) und ST(3) sein. Positive zyklische Vertauschungen der Stationen ändern dann nichts an dem hier festgelegten Anordnungsschema.

Mit

$$\gamma = \arccos \frac{S_{12}^2 + S_{13}^2 - S_{23}^2}{2\, S_{12}\, S_{13}}$$

berechnet sich $|\underline{v}_s|$ zu

$$|\underline{v}_s| = \frac{\sin\gamma}{\sqrt{(\frac{1}{v_{12}})^2 + (\frac{1}{v_{13}})^2 - \frac{2\cos\gamma}{v_{12}\, v_{13}}}} \quad \text{bzw.}$$

$$|\underline{v}_s| = \frac{\frac{360^o}{T}\sin\gamma}{\sqrt{(\frac{\Delta\Phi_{12}}{S_{12}})^2 + (\frac{\Delta\Phi_{13}}{S_{13}})^2 - 2\,\frac{\Delta\Phi_{12}}{S_{12}}\,\frac{\Delta\Phi_{13}}{S_{13}}\cos\gamma}}$$

Bezieht man die Ausbreitungsrichtung α auf den durch die Station ST(1) gehenden Meridian, so muß hierzu der Winkel α_o zwischen der Strecke S_{12} und der NS-Richtung bekannt sein. Sind (φ_i, λ_i) die geographischen Koordinaten der Station ST(i), so bestimmt sich α_o mit hinreichender Genauigkeit zu

$$\alpha_o = \begin{cases} \arccos \dfrac{(\varphi_2-\varphi_1)\ 111\ \text{km}}{S_{12}} & \text{für } \lambda_2 - \lambda_1 > 0 \\ 2\pi - \arccos \dfrac{(\varphi_2-\varphi_1)\ 111\ \text{km}}{S_{12}} & \text{für } \lambda_2 - \lambda_1 < 0 \end{cases}$$

Der Winkel β ergibt sich, je nach dem Vorzeichen von v_{12} und v_{13} bzw. $\Delta\Phi_{12}$ und $\Delta\Phi_{13}$, zu

$$\beta = \begin{cases} \arccos\left(-\frac{v_s}{v_{12}}\right) & \text{für } v_{12} < 0,\ v_{13} < 0 \\ & \text{oder } v_{12} > 0,\ v_{13} < 0 \\ 2\pi - \arccos\left(-\frac{v_s}{v_{12}}\right) & \text{für } v_{12} > 0,\ v_{13} > 0 \\ & \text{oder } v_{12} < 0,\ v_{13} > 0 \end{cases}$$

Hiermit bestimmt sich der Winkel α zu

$$\alpha = \alpha_o + \beta$$

α wird positiv im Uhrzeigersinn gezählt; er ist gleich Null, wenn sich die Wellenfront von Süden nach Norden bewegt.

Die Phasendifferenzen $\Delta\Phi$ sind mit einem geschätzten Fehler von etwa 5^o - 10^o behaftet. Hinzu kommen die nach GOODMAN abgeschätzten Fehler, die nur von der normierten Kohärenz abhängen und meistens kleiner als 1^o sind. Der aus den fehlerbehafteten Phasendifferenzen resultierende Fehler $|\underline{v}_s| / |\underline{v}_s|$ liegt im Mittel zwischen 15 und 25 Prozent, und für den Richtungswinkel α erhält man im Mittel eine Schwankungsbreite von etwa $\pm 10^o$. Im Einzelfall sind die Schwankungen umso größer, je kleiner die zwischen benachbarten Stationen berechneten Phasendifferenzen sind.

Durch Zusammenfassung jeweils drei benachbarter Stationen lassen sich nach der oben beschriebenen Methode die scheinbaren Driftgeschwindigkeiten und ihre Ausbreitungsrichtungen bestimmen und damit ihre Eigenschaften in Abhängigkeit von der Breite und dem magnetischen Störungsgrad angeben. Zur Veranschaulichung wurden die Geschwindigkeitsvektoren in eine mit geomagnetischen Koordinaten versehene Karte Nordskandinaviens an die jeweiligen Beobachtungsstationen übertragen, wobei die durchgezogenen Pfeile für H und die gestrichelten für D gelten. Die an die Vektoren eingetragenen Zahlenwerte kennzeichnen die Beträge der scheinbaren Driftgeschwindigkeiten.

Es zeigte sich, daß die bei höherem Kp und für längere pc 4 Perioden bestimmten Geschwindigkeiten verhältnismäßig stabil sind und daß sich sowohl für H als auch für D über das Breitenprofil bevorzugte Ausbreitungsrichtungen der für diese Vorstellung vereinfacht angenommenen ebenen Wellen ergeben.

Abb. 40 zeigt hierfür ein typisches Beispiel für Kp = 4o und T = 150 sec. Die auf das geomagnetische Koordinatensystem bezogenen Ausbreitungsrichtungen weisen für H an den südlichen Stationen in nordwestliche Richtung, drehen sich mit anwachsender geomagnetischer Breite im Uhrzeigersinn und zeigen an den nördlichsten Stationen in ostsüdöstliche Richtung. Der Übergang

Abb. 40: Scheinbare horizontale Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite bei Kp = 4o. (H: durchgezogene Pfeile, D: gestrichelte Pfeile).

von nordnordwestlicher in ostsüdöstliche Richtung erfolgt in einem schmalen Bereich zwischen 64° und 65° geomagnetischer Breite. In D wird eine plötzliche Änderung der Ausbreitungsrichtung zwischen FRN und HAM - unmittelbar im Bereich der Plasmapause - von NNW über N nach ESE beobachtet. Außerhalb der Plasmasphäre ab 62° bleibt die Richtung dann mit zunehmender geomagnetischer Breite konstant. Auffallend ist der im Breitenbereich von 62° bis 64° bestehende Unterschied in den Ausbreitungsrichtungen zwischen H und D bis zu 180 Grad.

Auch im nächsten Beispiel der Abb. 41 beobachtet man in H eine systematische Drehung der Geschwindigkeitsvektoren im Uhrzeigersinn von Nordwest an den südlichen über Nord nach Südost an den nördlichen Stationen mit einer sprunghaften Richtungsänderung zwischen 64° und 65° geomagnetischer Breite. In D zeigt sich ein wiederholter Richtungsumschlag zwischen ENK und FRN sowie zwischen MAL und MES. Zwischen 61° und 64° sind die scheinbaren Driftgeschwindigkeiten im Einflußbereich der Plasmapause bevorzugt nach Ostsüdost gerichtet, wohingegen sie im Norden und in südlicheren Breiten vornehmlich in west- bis nordwestliche Richtung weisen.

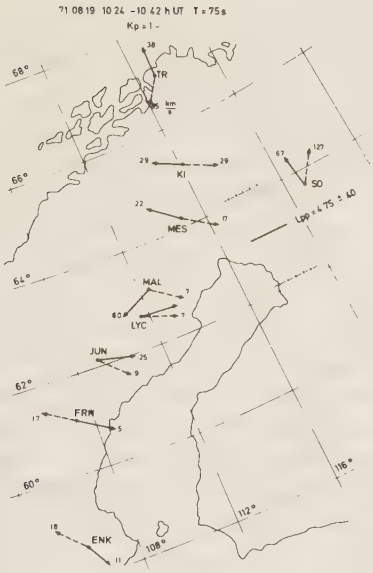
In den nächsten beiden Abbildungen wird das charakteristische Verhalten der scheinbaren Driftgeschwindigkeiten bei höherer und bei geringerer magnetischer Aktivität für Perioden im unteren bis mittleren pc 4 Bereich untereinander verglichen.

Einer für H bei Kp = 4o über der gesamten Profillänge bevorzugten Ausbreitung der scheinbaren Driftgeschwindigkeit in nordwestliche bis westliche Richtung (Abb. 42a) stehen stärkere Schwankungen der Ausbreitungsrichtung bei niedriger magnetischer Aktivität gegenüber (Abb. 42b). Insbesondere zwischen 62° und 63° geomagnetischer Breite und unmittelbar im Bereich der Plasmapause zeigt sich in H bei Kp = 1- ein wiederholter Richtungsumschlag in dem Gebiet, das mit dem bei niedrigem Kp beobachteten Bereich des Energiedichtemaximums zusammenfällt. Ein ähnliches

Abb. 41: Scheinbare horizontale Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite bei Kp = 4o. (H: durchgezogene Pfeile, D: gestrichelte Pfeile).

Verhalten wird im gleichen Gebiet in D beobachtet, hier jedoch bei höherer magnetischer Aktivität.

Ein letztes Beispiel für pc 3 bei einem magnetischen Störungsgrad von Kp = 2o zeigt Abb. 43. Bei etwa 63° geomagnetischer Breite ist in H ein Richtungsumschlag der scheinbaren Driftgeschwindigkeit von westlicher in östliche Richtung zu verzeichnen.



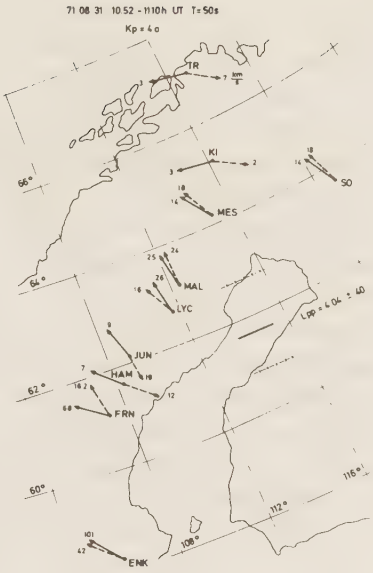


Abb. 42a: Abb. 42b:

Scheinbare horizontale Driftgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite bei a) Kp = 4o und b) Kp = 1-. (H: durchgezogene Pfeile, D: gestrichelte Pfeile).

Bei 65° tritt noch einmal ein Wechsel in der Ausbreitungsrichtung von NE nach NW auf. Der bei geringer bis mäßiger magnetischer Aktivität beobachtete Energiedichtetrog befindet sich zwischen 63° und 65° geomagnetischer Breite. Das in diesem Gebiet beobachtete instabile Verhalten der Ausbreitungsrichtungen tritt in D nicht so deutlich in Erscheinung wie in H.

Zusammenfassend läßt sich das Verhalten der scheinbaren horizontalen Driftgeschwindigkeiten folgendermaßen charakterisieren:

Bei höherer magnetischer Aktivität (Kp > 4o) sind die Richtungen der Geschwindigkeitsvektoren $\underline{v}_s$ insbesondere in H vergleichsweise stabiler als bei geringem Kp (Kp < 2o).

Abb. 43: Scheinbare Driftgeschwindigkeiten der Horizontal-Komponenten in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite bei Kp = 2o (H: durchgezogene Pfeile, D: gestrichelte Pfeile).

Sie weisen in H - gelegentlich verbunden mit einer leichten Drehung im Uhrzeigersinn - bis etwa 64° geomagnetischer Breite im Mittel bevorzugt nach NW.

Für pc 4 Pulsationen mit Perioden um T = 100 - 150 sec erfolgt in H außerhalb der Plasmasphäre vornehmlich im Breitenbereich zwischen 64° und 65° eine sprunghafte Änderung der Ausbreitungsrichtung von NW nach SE. Die südöstliche Richtung wird - sofern

man von geringfügigen Schwankungen absieht - nach Norden hin beibehalten.

Auffallend sind der häufig in D mit anwachsender Breite beobachtete Richtungswechsel von NNW nach SE im unmittelbaren Einflußbereich der Plasmapause und die zwischen H und D auftretenden Richtungsunterschiede der Driftgeschwindigkeitsvektoren bis mitunter zu 180°.

Die ebenfalls bei höherer magnetischer Aktivität aus den kürzerperiodischen pc 4 Pulsationen (T = 45 - 75 sec) bestimmten Vektoren $\underline{v}_S^{(H)}$ besitzen eine nordwestliche Vorzugsrichtung, die sich über den gesamten Breitenbereich durchsetzt. Maximale Abweichungen von dieser Vorzugsrichtung liegen bei etwa $\pm$ 20°. $\underline{v}_S^{(D)}$ zeigt demgegenüber eine wiederholte stärkere Richtungsänderung bei 61° und bei 64° geomagnetischer Breite, wobei die erste meist in unmittelbarer Nähe der Plasmapause auftritt.

Die scheinbaren Driftgeschwindigkeiten der geomagnetischen Horizontalkomponenten verhalten sich unabhängig voneinander, und es treten häufig entgegengesetzte Ausbreitungsrichtungen zwischen H und D auf.

Die insgesamt bei geringer magnetischer Aktivität ($Kp \leqslant 2o$) beobachteten stärkeren Richtungsgradienten der Driftgeschwindigkeit zeigen sich besonders deutlich in H im Bereich des bei niedrigem Kp beobachteten Energiedichtetroges außerhalb der Plasmapause, meist zwischen 63° und 65° geomagnetischer Breite.

Beim Vorherrschen geringer bis mäßiger magnetischer Aktivität ($0 \leqslant Kp \leqslant 3o$) wird weder bei den kürzerperiodischen pc 4 noch bei den pc 3 eine systematische Abhängigkeit der Driftgeschwindigkeitsbeträge von der geomagnetischen Breite festgestellt. Ebensowenig läßt sich ein Zusammenhang von $|\underline{v}_S|$ mit Kp ermitteln. Zum gleichen Ergebnis kommt WEDEKEN [1974], der das Verhalten der Phasendifferenzen, der Phasengeschwindigkeiten und der

scheinbaren horizontalen Driftgeschwindigkeiten erdmagnetischer Pulsationen auf einem rechtwinkligen Kreuzprofil mit Hilfe von drei Beobachtungsstationen in der Göttinger Umgebung genauer untersucht hat.

Anders verhält es sich bei den längerperiodischen pc 4 Pulsationen (T = 120 - 150 sec), die bei höherem Kp an den nördlichen Stationen TR, REP, ABI und KI mit besonders großen Energiedichten auftreten. Die Mehrheit ihrer dort bestimmten scheinbaren horizontalen Driftgeschwindigkeiten sind dem Betrage nach kleiner als an den südlicher gelegenen Stationen. Die typischen Geschwindigkeiten im Norden liegen zwischen 1 und 5 km/sec, wohingegen an den südlichen Stationen durchschnittliche Geschwindigkeiten von 20 - 30 km/sec beobachtet werden.

Weiter wird ein deutlicher Unterschied in den Geschwindigkeitsbeträgen zwischen den längerperiodischen pc 4 um T = 90 - 150 sec und den kürzerperiodischen pc 4 und pc 3 um T = 30 - 60 sec festgestellt. Die kürzerperiodische Klasse ergibt für H im Mittel einen Wert von $v_s^{(H)}$ = 26,5 km/sec und für D $v_s^{(D)}$ = 28,1 km/sec Demgegenüber stehen im längerperiodischen Bereich mittlere Geschwindigkeiten von $v_s^{(H)}$ = 14,4 km/sec und $v_s^{(D)}$ = 8,4 km/sec. Diese Unterschiede erweisen sich sowohl nach dem varianzanalytischen F-Test als auch nach einem U-Test von WILCOXON als signifikant bei einer Irrtumswahrscheinlichkeit von $0.05 < \beta < 0,1$.

Ein ähnliches Verhalten erdmagnetischer Pulsationen beobachtet HERRON [1966] auf einem kanadischen NS-Profil. Er findet, daß die scheinbaren Phasengeschwindigkeiten mit wachsender Periode abnehmen. Seine Ergebnisse beruhen jedoch auf Totalfeldstärkemessungen und sind mit Vorbehalt zu betrachten, weil die Z-Komponente, die sich sowohl in der Phase als auch in der Amplitude sehr unterschiedlich verhalten kann - bedingt z.B. durch Leitfähigkeitsanomalien im Untergrund - sein Ergebnis mit beeinflußt.

NAMIKAWA und MATSUSHITA [1969] berichten über einen Zusammenhang zwischen den langperiodischen pc 4 Pulsationen, die im Bereich der Polarlichtzone häufig in Form einer gedämpften Schwingung auftreten,und der Plasmakonvektion. Sie interpretieren die Dämpfung durch Wechselwirkung zwischen magnetosphärischer Konvektion und den Pulsationen. Da die Alfvéngeschwindigkeit größer als die Konvektionsgeschwindigkeit ist, können die Autoren zeigen, daß die Energie der Pulsationen auf die Konvektionsgeschwindigkeit als kinetische Energie übertragen wird.

Hier bietet sich ein Vergleich der bei höherer magnetischer Aktivität bestimmten scheinbaren horizontalen Driftgeschwindigkeiten der längerperiodischen pc 4 Pulsationen mit den im Bereich der Polarkappenregion beobachteten Plasmakonvektionsgeschwindigkeiten an. Die Konvektionsgeschwindigkeiten wurden aus elektrischen Feldmessungen, die von INJUN 5 (1968) und OGO 6 (1969) in 700 - 2600 km Höhe durchgeführt wurden, nach der Beziehung

$$\underline{V}_C = \underline{E}_C \times \frac{\underline{B}}{B^2}$$

abgeleitet [D.P. CAUFFMAN und D.A. GURNETT, 1971]. Abb. 44 zeigt einige Beispiele beobachteter und in ein Polardiagramm eingetragener Plasmakonvektionsgeschwindigkeiten bei unterschiedlichem magnetischen Störungsgrad. Es ist hinzuzufügen, daß ein Pfeil lediglich die Komponente des Geschwindigkeitsvektors $\underline{V}_C$ darstellt, die sich aus der jeweils gemessenen elektrischen Feldkomponente nach der angegebenen Beziehung $\underline{V}_C = \underline{E}_C \times \underline{B}/B^2$ ergibt. Bereits bei oberflächlicher Betrachtung stellt man fest, daß sich der Bereich auftretender Plasmakonvektion mit anwachsendem Kp äquatorwärts ausdehnt. Dies ist gleichbedeutend mit der anfangs erwähnten Ausbreitung der Polarkappenregion und der hiermit verbundenen äquatorwärtsgerichteten Bewegung der Polarcusps. Nimmt man an, daß die nördlichsten Beobachtungsstationen auf dem Skandinavienprofil bei

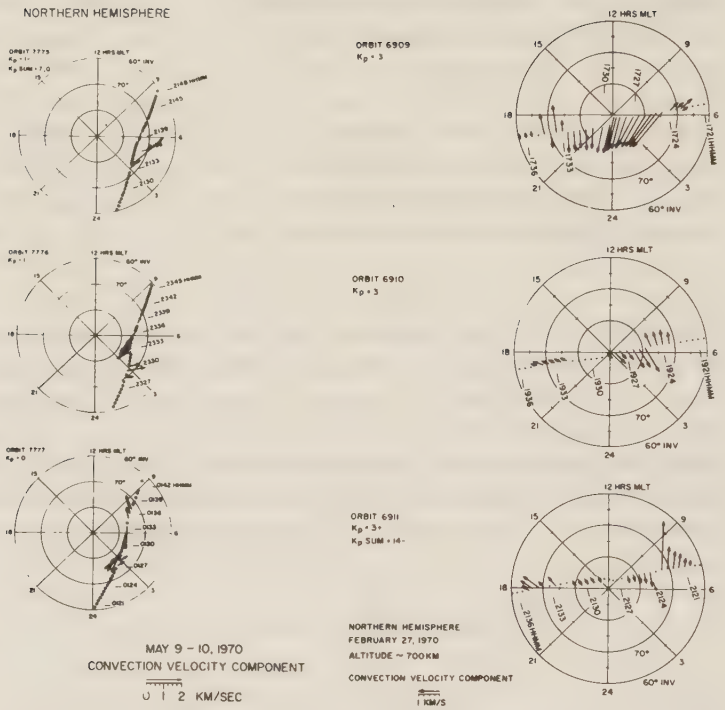


Abb. 44: Plasmakonvektionsgeschwindigkeiten bei unterschiedlichem magnetischen Störungsgrad [nach CAUFFMAN und GURNETT, 1971].

höherem Kp im Einflußbereich auftretender Plasmakonvektion liegen, so ist nach MATSUSHITA ein möglicher physikalischer Wechselwirkungsprozeß magnetosphärischer Plasmakonvektion mit den in nördlichen Breiten besonders energiereichen magnetohydrodynamischen Schwingungen der pc 4 Pulsationen nicht auszuschließen, der sich gegebenenfalls - und dies sei zunächst mit Vorbehalt angedeutet - auch in einigen charakteristischen Eigenschaften der scheinbaren horizontalen Driftgeschwindigkeiten äußern könnte. So zeichnen sich die bei höherer magne-

tischer Aktivität in unmittelbarer Nähe der Polarkappe befindlichen Stationen häufig durch stabile Vorzugsrichtungen der dort bestimmten Driftgeschwindigkeiten aus. Demgegenüber wird während Zeiten geringer magnetischer Aktivität - die Stationen also mit Sicherheit nicht mehr im Bereich auftretender Plasmakonvektion liegen - ein unregelmäßigeres Verhalten sowohl bei den Beträgen als auch in den Richtungen der Driftgeschwindigkeiten beobachtet. Weiter wird insbesondere bei den längerperiodischen pc 4 eine annähernde Übereinstimmung der Driftgeschwindigkeitsbeträge mit den beobachteten Beträgen der Konvektionsgeschwindigkeiten festgestellt. Dieses Verhalten soll jedoch nicht zum voreiligen Schluß verleiten, daß es sich bei den in höheren Breiten bestimmten Driftgeschwindigkeiten möglicherweise um einen direkten Nachweis vorhandener Plasmakonvektionsgeschwindigkeiten handelt. Umsomehr Vorsicht ist geboten, zumal bei den angestellten Vergleichen kein synchron vorliegendes Beobachtungsmaterial berücksichtigt werden konnte. Es bleibt abzuwarten, ob die im Rahmen des IMS (International Magnetospheric Studies) bereits durchgeführten und noch geplanten Messungen unter gleichzeitigem Einsatz von Bodenstationen, Raketen, Satelliten und Ballonen mehr Licht in die höchst komplizierten Zusammenhänge dynamischer magnetosphärischer Wechselwirkungsprozesse bringen werden.

4.4 Polarisationseigenschaften der pc 3,4

Im letzten Abschnitt sollen die Ergebnisse der Polarisationseigenschaften der pc 3,4 Pulsationen dargestellt und diskutiert werden.

Die sogenannten Hodogramme, die gelegentlich auch unter dem Namen 'Vektogramm' bekannt sind, bieten häufig ein geeignetes Mittel, um auf verhältnismäßig einfache und anschauliche Weise den Verlauf des magnetischen Störungsvektors während eines Pulsationsereignisses zu verfolgen. Man erhält sie, indem der

gleichzeitige Störungsverlauf in zwei der drei Komponenten einer Station zusammengefaßt und in einer Ebene dargestellt werden. Dies hat gegenüber einer räumlichen Darstellung den Vorteil größerer Übersichtlichkeit.

Die folgenden Abbildungen zeigen zunächst in einigen Beispielen, wie sich der in die H-D-Ebene projizierte magnetische Störungsvektor in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite und bei unterschiedlichem magnetischen Störungsgrad verhalten kann. Für die Darstellung wurden aus den Registrierungen synchrone Zeitabschnitte von jeweils drei Minuten Dauer ausgewählt. Die Zahlenwerte in den Hodogrammen beziehen sich jeweils auf die entsprechenden Minutenintervalle. Der eingezeichnete Skalenwert von $\pm$2nT ermöglicht eine Abschätzung der Amplituden des Störungsvektors im zeitlichen Verlauf und einen unmittelbaren Vergleich mit den benachbarten Stationen.

Abb. 45 gibt das Verhalten des in die H-D-Ebene projizierten magnetischen Störungsvektors bei geringer magnetischer Aktivität (Kp = 1-) wieder. Die Hauptschwingungsperiode beträgt in diesem Beispiel etwa T = 40 sec. In WN (L = 2.54) beobachtet man eine elliptisch polarisierte Schwingung. Der magnetische Störungsvektor dreht sich im Gegenuhrzeigersinn (LH = left hand), wenn man in die positive Richtung der Feldlinien blickt. Die Ellipsenhauptachse ist stabil und befindet sich im II. und IV. Quadranten der H-D-Ebene. Zwischen WN und ENK ändert sich der Rotationssinn von linkshändig (LH) nach rechtshändig (RH = right hand = Drehung im Uhrzeigersinn) und wird über ENK, LYC und MAL bis nach ARJ (L = 4.85) beibehalten. Man stellt jedoch fest, daß sich die Hauptachsenrichtung zwischen LYC und MAL, also unmittelbar im Bereich des Amplitudenmaximums, vom II. und IV. in den I. und III. Quadranten verlagert, sich dann aber nach Norden hin im Mittel nicht mehr verändert.

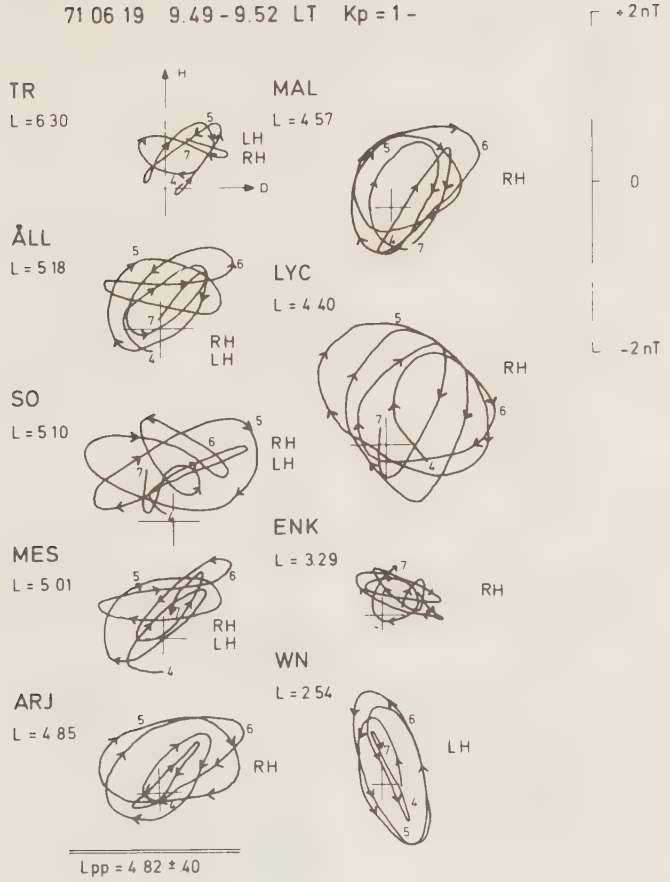


Abb. 45: Verlauf des horizontalen magnetischen Störungsvektors in Abhängigkeit von der Breite bzw. L bei Kp = 1-. (Periodenbereich etwa T = 40 sec).

Abb. 46 zeigt ein weiteres Beispiel vom frühen Nachmittag bei Kp 1+. Der betrachtete Periodenbereich liegt hier zwischen T = 40 sec und T = 50 sec. Im Gegensatz zum vorherigen Beispiel beobachtet man jetzt in WN rechtshändige Polarisation. Der

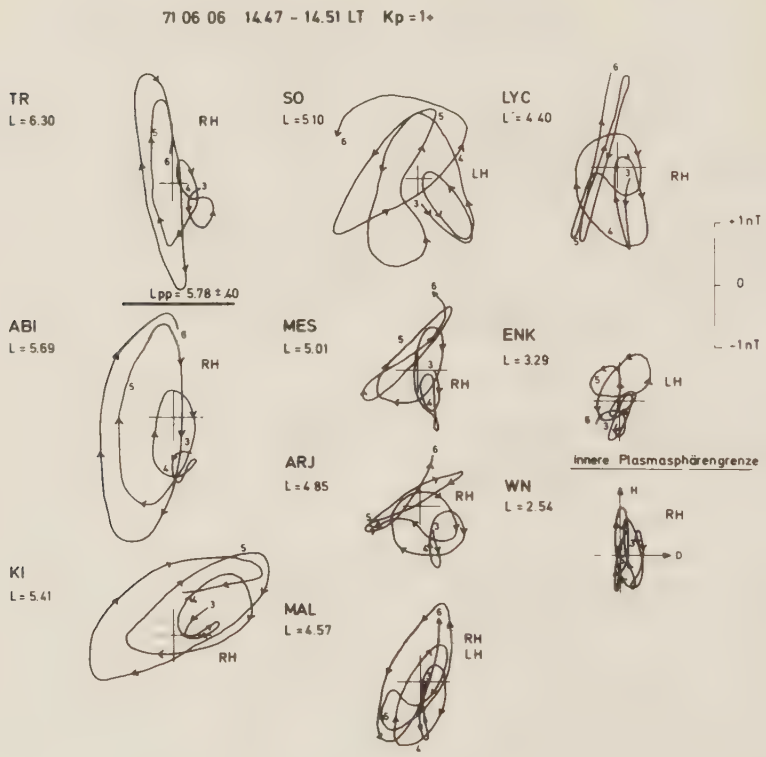


Abb. 46: Verlauf des magnetischen Störungsvektors in Abhängigkeit vom L-Parameter bei Kp = 1+.
(Periodenbereich: T = 40 sec bis T = 50 sec).

Störungsvektor ändert seinen Drehsinn wieder zwischen WN und ENK - vermutlich im Bereich der inneren Plasmasphärengrenze - von RH nach LH.

Zwischen ENK und WN erfolgt abermals eine Umkehrung des Drehsinns von LH nach RH, der jedoch in MAL (L = 4.57) im letzten Abschnitt des betrachteten Zeitintervalls wieder nach LH umschlägt. An den nördlichen Stationen setzt sich dann der RH-orientierte Drehsinn durch, lediglich in SO, der am weitesten östlich gelegenen Station, beobachtet man LH-orientierte Polarisation.

Die nächsten Abbildungen zeigen Beispiele vom Verhalten des magnetischen Störungsvektors bei höherer magnetischer Aktivität ($Kp \geq 3$).

In Abb. 47 (Hauptperiodenbereich zwischen T = 50 sec und T = 90 sec) beobachtet man in WN (L = 2.54) eine RH-elliptisch polarisierte Schwingung, deren Ellipsenhauptachse im I. und III. Quadranten der H-D-Ebene liegt. Zwischen WN und ENK ändern sich sowohl der Drehsinn als auch die Hauptachsenlage. Beim Durchqueren der Plasmapausenregion erfolgt ein starker Anstieg der Amplitude des magnetischen Störungsvektors. Sein linkshändig orientierter Umlaufsinn wird mit anwachsender Breite beibehalten. Die Hauptachsen der Polarisationsellipsen liegen außerhalb der Plasmasphäre im II. und IV. Quadranten der H-D-Ebene. Ein hiervon abweichendes Verhalten zeigt das Beispiel der Abb. 48 für pc 4 Pulsationen (T = 60 - 90 sec). An fast allen Stationen werden rechtshändig orientierte Polarisationsellipsen beobachtet. Lediglich $\overset{\circ}{A}$LL (L = 5.18) bildet die einzige Ausnahme mit LH-Polarisation. Die Änderung des Rotationssinns zwischen SO (L = 5.10) und $\overset{\circ}{A}$LL (L = 5.18) fällt in den Einflußbereich der Plasmapause ($L_{pp} = 3.13 \pm .40$) und wird von einem Umklappen der Hauptachsenlage der Polarisationsellipse aus dem I. und III. in den II. und IV. Quadranten der H-D-Ebene begleitet. An den südlichen Stationen WN und ENK zeichnet sich eine Drehung

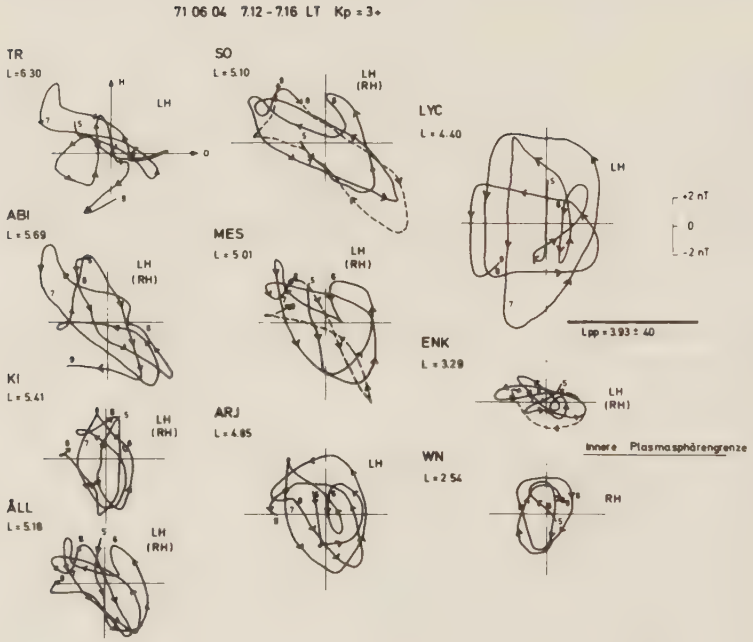


Abb. 47: Verlauf des magnetischen Störungsvektors in Abhängigkeit von L bei Kp = 3+. (T = 50 sec bis T = 90 sec)

der Vorzugsrichtung des annähernd linear polarisierten magnetischen Störungsvektors aus dem II. und IV. in den I. und III. Quadranten ab. Die Voraussetzung für eine in diesem Bereich ($2.5 \leq L \leq 3.0$) befindliche innere Plasmasphärengrenze ist, wie bereits an früherer Stelle erwähnt wurde, nach CHAPPEL gegeben. Im Gegensatz zum vorherigen Beispiel wird hier jedoch ein Wechsel des Rotationssinns nicht beobachtet.

Ein letztes Beispiel mit Perioden um T = 150 sec und mit aus-

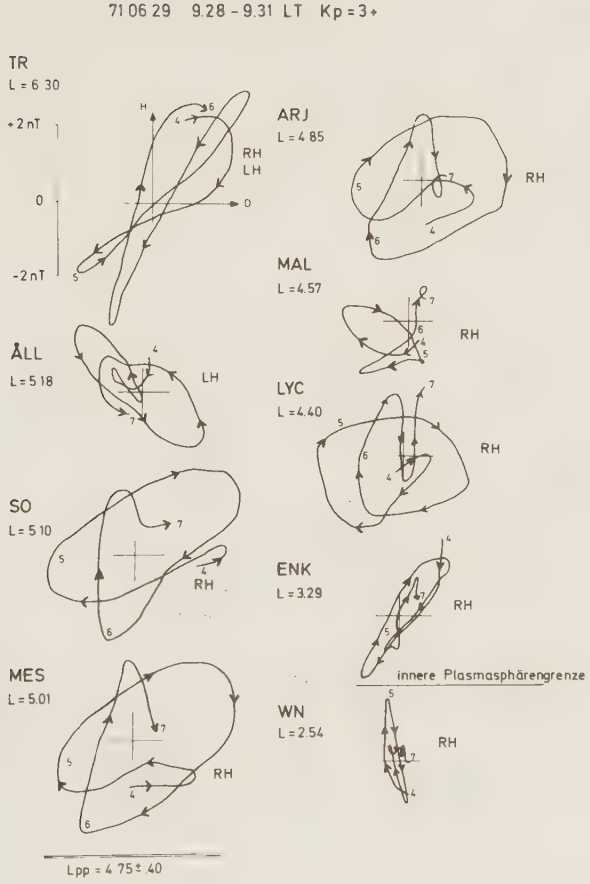


Abb. 48: Verlauf des magnetischen Störungsvektors in Abhängigkeit vom Schalenparameter L bei Kp = 3+.
(T = 60 sec bis T = 90 sec).

schließlich RH-orientiertem Drehsinn des magnetischen Störungsvektors ist in Abb. 49 dargestellt. Die Ellipsenhauptachsen weisen von WN (L = 2.54) bis MES (L = 5.01) bevorzugt in nord-südliche Richtung. Ein Einfluß der Plasmapausenregion läßt sich weder im Polarisationsverhalten noch in einer Richtungsänderung der Hauptachsenlage feststellen. Lediglich zwischen SO (L = 5.10) und TR (L = 6.30) beobachtet man in KI (L = 5.41) ein Umklappen der Hauptachsenlage aus dem II. und IV. in den I. und III. Quadranten der H-D-Ebene.

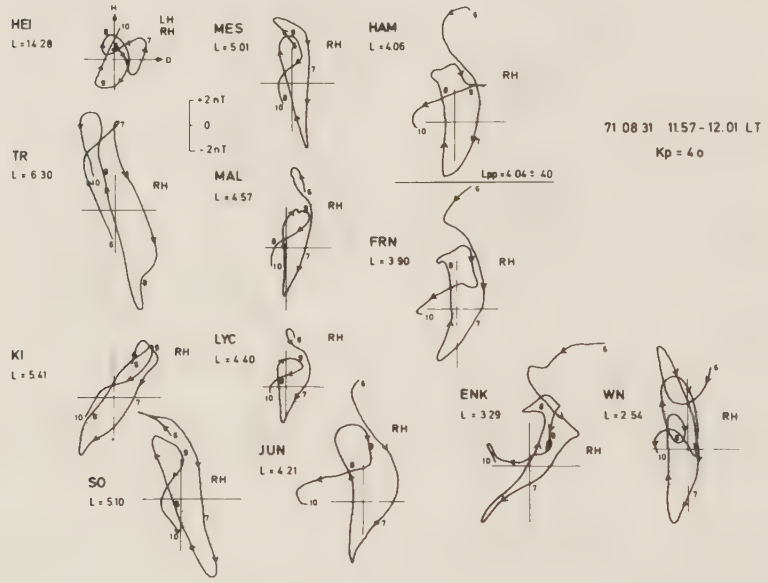


Abb. 49: Verlauf des magnetischen Störungsvektors in Abhängigkeit von L bei Kp = 40.
(Periodenbereich um T = 150 sec).

Insgesamt treten in den Morgenstunden, am Vor- und am Nachmittag sowohl rechts- als auch linkshändig durchlaufene Polarisationsellipsen auf. Von RANKIN und KURTZ [1970] angestellte Beobachtungen an pc 3,4 Pulsationen deuten ebenfalls darauf hin, daß keine bevorzugte Polarisationsrichtung in Abhängigkeit von der Tageszeit auftritt. Der gelegentlich in der Literatur gegebene Hinweis, daß der Umlaufsinn des magnetischen Störungsvektors gegen 12.00 h Mittag von LH nach RH umschlägt [WILSON und SUGIURA, 1961; L.L. VAN'YAN, L.A. ABRAMOV, M.B. GOKHBERG, N.A. DENISKIN, L.V. KIZIRIYA, N.A. LAGOVA und YU.G. TURBIN, 1970], bestätigt sich an Hand des vorliegenden Beobachtungsmaterials lediglich bei den längerperiodischen pc 4 Pulsationen und bei höherem magnetischen Störungsgrad (Kp $\geqslant$ 3+). In Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Autoren hat sich weiter gezeigt, daß die pc 3,4 in überwiegendem Maße elliptisch polarisiert sind. Hingegen stehen die Resultate nicht im Einklang mit Beobachtungen von VAN-CHI et al. [1968] und LANZEROTTI et al. [1972], die von einem systematischen Zusammenhang zwischen der Hauptachsenrichtung der Polarisationsellipsen und der Tageszeit berichten. Es hat sich vielmehr herausgestellt, daß auf dem Skandinavienprofil zwei Gebiete hervortreten, in denen vergleichsweise zu den übrigen Regionen häufiger Polarisationsrichtungsänderungen beobachtet werden. Der eine Bereich liegt zwischen Wingst (WN) und Enköping (ENK); ein weiteres Gebiet bevorzugt auftretender Polarisationsrichtungsänderung wird im Bereich der Polarlichtzone - meist zwischen Messaure (MES, L = 5.01) und Tromsø (TR, L = 6.30) - beobachtet.

Obwohl die Vektogramme in ihrer ursprünglichen Form den Verlauf des horizontalen magnetischen Störungsvektors in anschaulicher Weise wiedergeben, sind sie dennoch weniger geeignet, das häufig komplizierte Bild überlagerter Schwingungen unterschiedlicher Perioden sauber zu trennen. Die genauere Untersuchung des Polarisationsverhaltens bei bestimmten Perioden wurde mit Hilfe einer Rechenroutine mittels geeigneter Filterung der

Fourierkoeffizienten der Zeitreihen H und D im Frequenzbereich und einer anschließenden Rücktransformation der gefilterten Werte in den Zeitbereich durchgeführt. Die Darstellung der berechneten normierten Amplituden und Phasendifferenzen in einem Frequenz-Zeit-Diagramm ermöglichte die Bestimmung der Polarisationsrichtung und der Hauptachsenlage für eine bestimmte Frequenz innerhalb eines interessierenden Intervalls (meist 3 bis 4 Minuten) der Zeitreihe. Die folgenden Abbildungen zeigen Beispiele von Polarisationsellipsen, die nach obigem Verfahren ermittelt und nach dem jeweils vorherrschenden magnetischen Störungsgrad und dem zugrunde liegenden Periodenbereich geordnet sind. Auf der Abszisse ist die Lokalzeit (LT), und auf der Ordinate sind die geomagnetische Breite, die Stationssymbole und ihre L-Werte aufgetragen. Um gegebenenfalls einen Einfluß der Plasmapause auf das Polarisationsverhalten der Pulsationen zu verdeutlichen, sind ihre Lage (durchgezogene Linie) und die Schwankungsbreite (gestrichelte Linie) nach ORR und WEBB mit in die Darstellung projiziert. Abb. 50a zeigt zunächst Polarisationsellipsen von Pulsationen mit Perioden zwischen T = 25 sec und T = 55 sec bei geringem magnetischen Störungsgrad (1- $\leq$ Kp $\leq$ 2+). Schon bei oberflächlicher Betrachtung der Abbildung stellt man fest, daß sich weder im Umlaufsinn des magnetischen Störungsvektors noch in der Richtung der Ellipsenhauptachsen eine tageszeitliche Abhängigkeit äußert. Sowohl am Vormittag wie auch am Nachmittag treten LH-und RH-orientierte Polarisationsellipsen auf. Es fällt allerdings auf, daß der Umlaufsinn des magnetischen Störungsvektors am Nachmittag häufigeren breitenabhängigen Richtungsänderungen unterworfen ist als es am Vormittag der Fall ist. In Abb. 50b ist das Polarisationsverhalten von kürzerperiodischen Pulsationen (25 sec $\leq$ T $\leq$ 60 sec) bei höherer magnetischer Aktivität (Kp $\geq$ 3o) dargestellt. Um 7.00 h LT tritt zwischen 58° und 68° geomagnetischer Breite ausschließlich LH-Polarisation auf. Lediglich zwischen WN und ENK erfolgt einmal ein Wechsel von LH nach RH. Etwa um 8.00 h LT ändert der magnetische Störungsvektor von WN bis MES seinen Umlaufsinn von LH nach RH. Nördlich

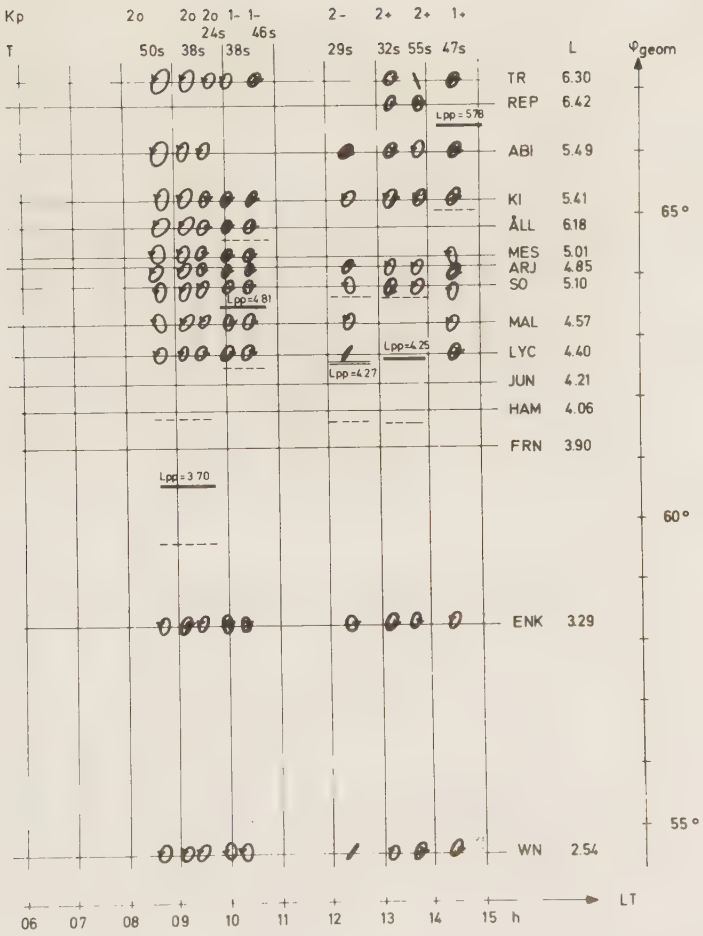


Abb. 50a: Polarisationsverhalten von Pulsationen mit Perioden zwischen T = 25 sec und T = 55 sec in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite und der Lokalzeit bei geringem magnetischen Störungsgrad (1- ≤ Kp ≤ 2+).

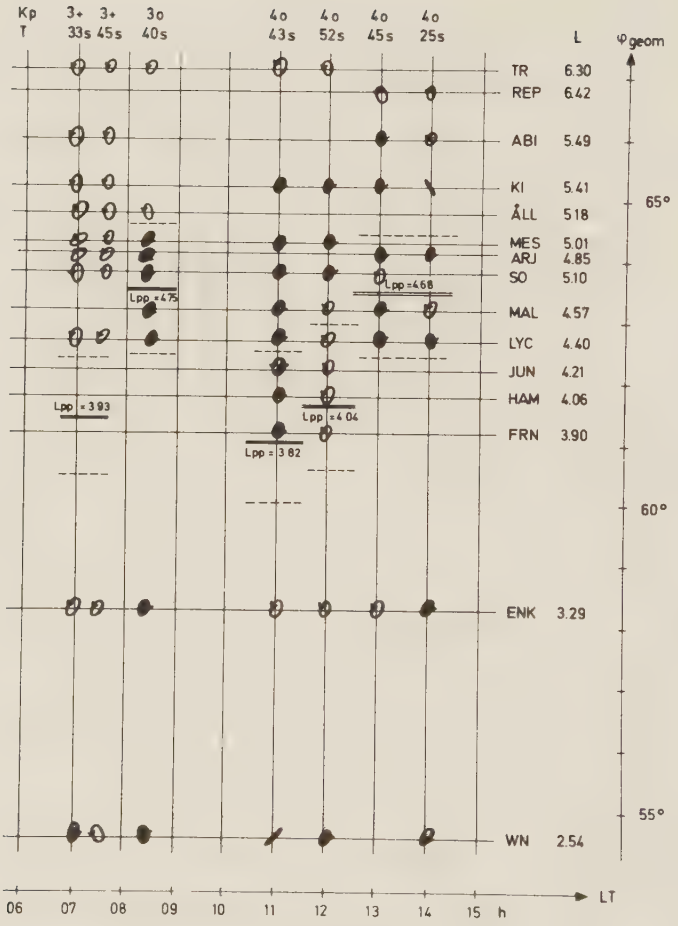


Abb. 50b: Polarisationsverhalten von Pulsationen mit Perioden zwischen T = 25 sec und T = 55 sec in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite und der Lokalzeit bei höherem magnetischen Störungsgrad (Kp ≥ 3o).

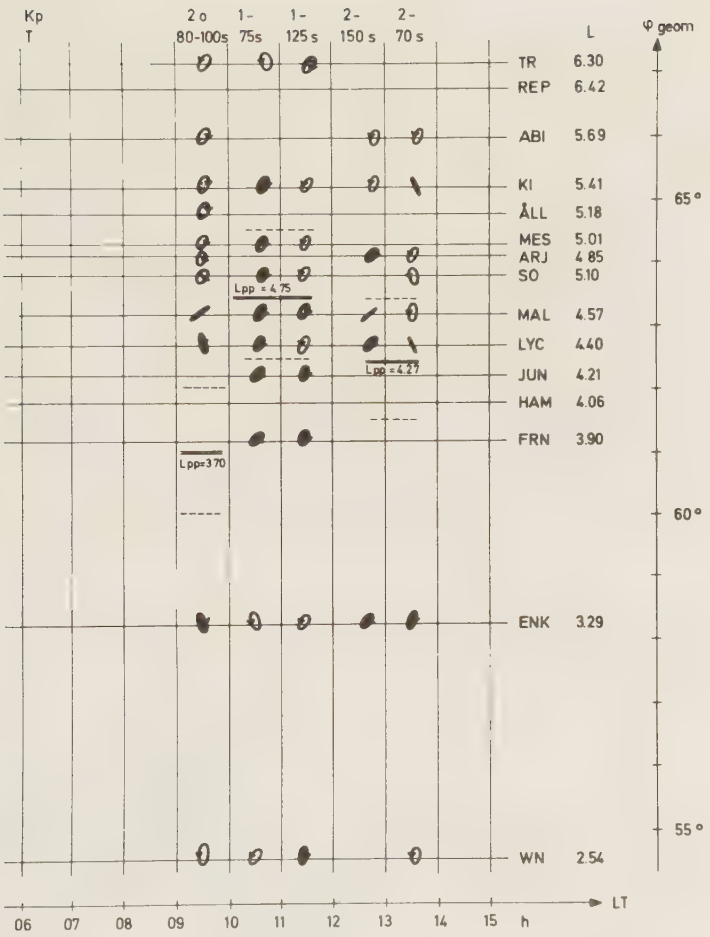


Abb. 50c: Polarisationsverhalten von Pulsationen mit Perioden zwischen T = 70 sec und T = 150 sec in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite und der Lokalzeit bei geringerem magnetischen Störungsgrad (1- ⩽ Kp ⩽ 2o).

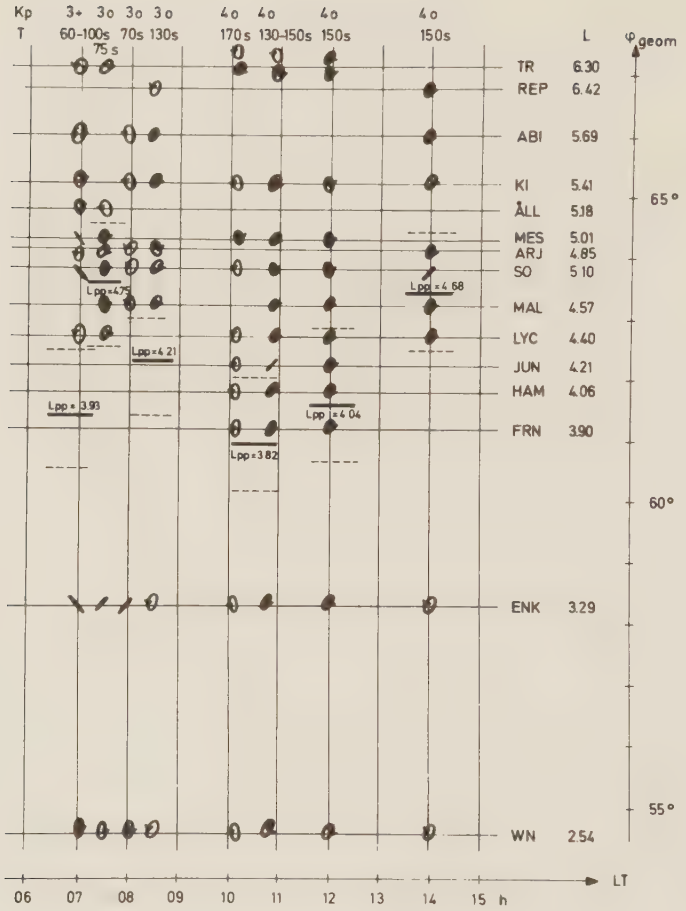


Abb. 50d: Polarisationsverhalten von längerperiodischen Pc 4 Pulsationen in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite und der Lokalzeit bei höherem magnetischen Störungsgrad (Kp ⩾ 3o).

von MES tritt weiterhin LH-Polarisation auf. Das Gebiet, in dem die Polarisation von RH nach LH wechselt, scheint sich mit zunehmender Tageszeit weiter nach Norden zu verschieben. An den nördlichsten Stationen TR und REP wird jedoch durchgehend LH-Polarisation beobachtet. In den frühen Nachmittagsstunden tritt im Bereich der Plasmapause zusätzlich eine Polarisationsrichtungsänderung von RH nach LH auf. Abb. 50c zeigt Beispiele vom Polarisationsverhalten längerperiodischer pc 4 Pulsationen bei niedrigem Kp. Hier werden Richtungsänderungen im Umlaufsinn des magnetischen Störungsvektors zwischen WN und ENK, zwischen KI und TR und in einigen Fällen im Gebiet der Plasmapause beobachtet. Eine entsprechende Darstellung bei höherem Kp (Kp $\geqslant$ 3o) zeigt schließlich Abb. 50d. Man stellt fest, daß etwa bis 11.00 h LT zwischen ÅLL (L = 5.18) und TR und auch zwischen HEI (L = 14) und TR ein Richtungswechsel des magnetischen Störungsvektors von LH nach RH auftritt. Ab 11.00 h LT treten in überwiegendem Maße RH-orientierte Polarisationsellipsen auf.

Beobachtungen von SAMSON et al. [1971] ergeben ähnliche in Abb. 51 skizzierte Bereiche unterschiedlichen Polarisationsver-

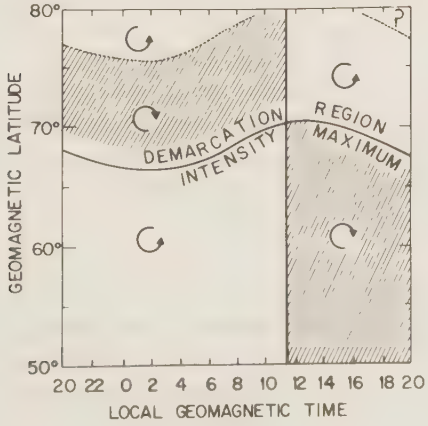


Abb. 51:
Abhängigkeit der Polarisationsrichtung von der geomagnetischen Breite und der Tageszeit [nach SAMSON et al. 1971].

haltens. Seine Ergebnisse beziehen sich überwiegend auf Pulsationen des Typs pc 4 und pc 5.

Theoretische Untersuchungen von D.J. SOUTHWOOD [1974], AKIRA HASEGAWA und LIU CHEN [1974] führen auf den in Abb. 52 dargestellten qualitativen Verlauf der Amplitudenverteilung und des Polarisationsverhaltens als Funktion von L. Sie deuten die in dieses Bild passenden Beobachtungen als mögliche Folge einer Kopplung zwischen den an der Magnetopause erzeugten Oberflächenwellen und einer innerhalb der Magnetopause auftretenden Scheer-Alfvén-Welle, die durch die Schwingung einer Resonanzfeldlinie repräsentiert wird.

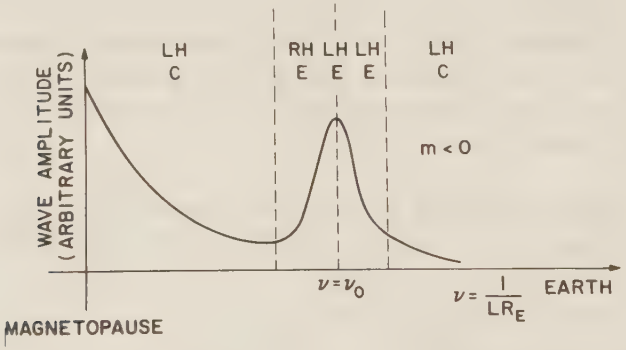


Abb. 52: Amplitudenverteilung und Polarisationsverhalten als Funktion von L^{-1}. ($\nu = \nu_o$ Ort der Resonanzfeldlinie, C = zirkular polarisierte Schwingung, E = elliptisch polarisierte Schwingung, m < o = Vormittag) [nach LIU CHEN und HASEGAWA, 1974].

Die Oberflächenwellen werden entweder durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten des solaren Windes [SOUTHWOOD, 1968; BOLLER und STOLOV, 1970] oder durch Wechselwirkungsprozesse zwischen Stoßfront und solarem Wind angeregt [GUL'ELMI, 1974]. Der Kopplungsmechanismus zwischen Oberflächenwelle und Scheer-Alfvén-

Welle führt auf eine gekoppelte Differentialgleichung, deren Lösung elliptisch polarisierte Wellen im Bereich der Resonanzfeldlinie ergeben. Mit anwachsender Entfernung vom Resonanzmaximum erfolgt ein Übergang zu zirkular polarisierten Wellen.

Von besonderem Interesse sind einige in Abb. 53 dargestellte Beispiele mit wechselhaftem Polarisationsverhalten im Bereich der Plasmapause. LANZEROTTI und FUKUNISHI untersuchten das Polarisationsverhalten der pc 3,4 vom 5.1.1972 an den drei bereits erwähnten kanadischen Stationen Durham (L = 3.2), Lac Rebours (L = 4.0) und Gerardville (L = 4.4). Einige der von ihnen veröffentlichten Beobachtungsergebnisse lassen ebenfalls einen möglichen Einfluß der Plasmapause auf Richtung und Drehsinn der Polarisationsellipsen erkennen [LANZEROTTI und FUKUNISHI, 1974]. Abb. 54 gibt das von LANZEROTTI, FUKUNISHI und LIU CHEN [1974] theoretisch vorausgesagte Polarisationsverhalten von pc 3,4 Pulsationen entlang eines Plasmadichteprofils wieder.

Entsprechend der jeweils eingezeichneten Lage der Beobachtungsstationen erhalten die Autoren eine gute Übereinstimmung zwischen beobachtetem und theoretisch vorhergesagtem Polarisationsverhalten. Auch der Verlauf des horizontalen magnetischen Störungsvektors verhält sich bei den in Abb. 53 herausgestellten Einzelbeispielen im Bereich auftretender Plasmadichtegradienten so, wie es die Theorie von LANZEROTTI, FUKUNISHI und LIU CHEN vorschreibt. Gegen eine leichtfertige Verallgemeinerung des Zusammenhangs zwischen der Lage der Plasmapause und der dort beobachteten Polarisationsänderung sprechen allerdings die zahlreichen, an Hand der Skandinaviendaten gewonnenen Einzelbeispiele, bei denen sich ein Einfluß der Plasmapause auf das Polarisationsverhalten nicht nachweisen läßt. Das komplexe Erscheinungsbild, wie es sich teilweise in den Abb. 50a-d niederschlägt, wird den in Abb. 54 skizzierten theoretischen Vorstellungen keineswegs immer gerecht. Mit Sicherheit sind die in der Magnetosphäre ablaufenden dynamischen Prozesse so

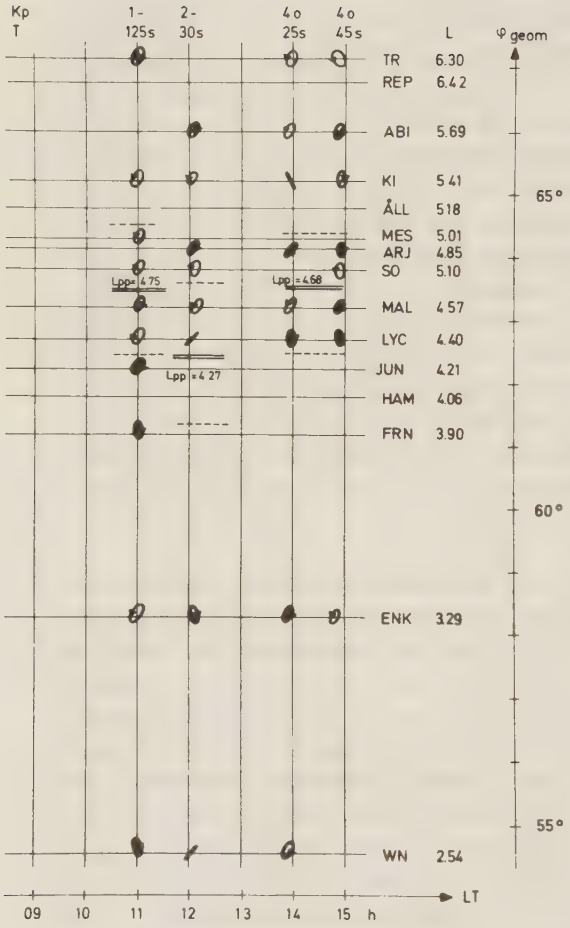


Abb. 53:
Beispiele von pc 3,4 Pulsationen, deren magnetischer Störungsvektor an der Plasmapause seinen Umlaufsinn ändert.

kompliziert, daß sich die an der Erdoberfläche gemachten Beobachtungen über die Polarisationseigenschaften der pc 3,4 nicht mehr allein durch Kp, Tageszeit oder Periode der Pulsationen klassifizieren lassen. Dies ist eine Tatsache, die einen nicht

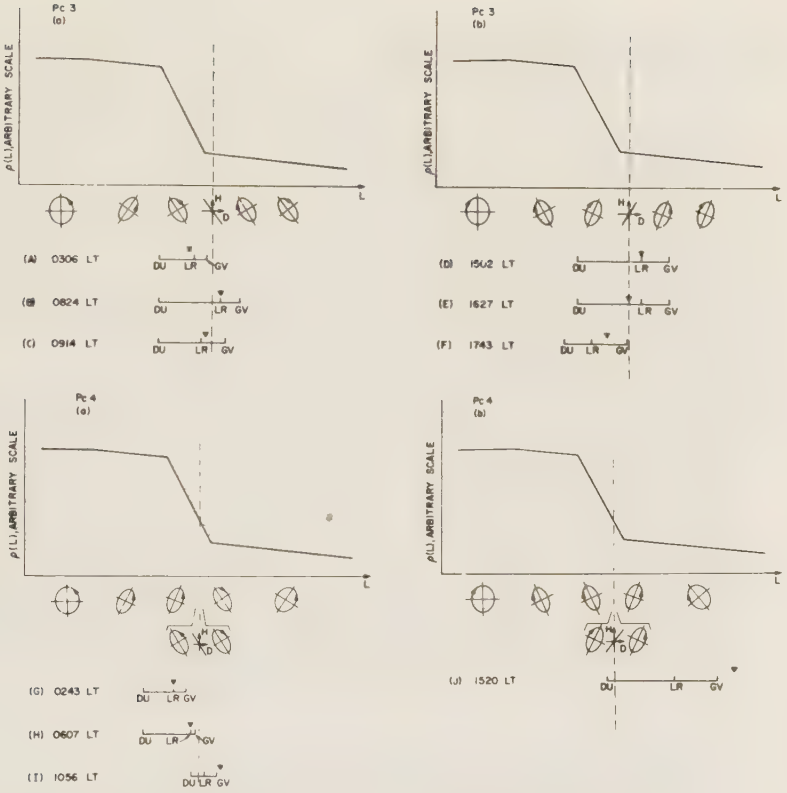


Abb. 54: Radiale Abhängigkeit der Plasmadichteverteilung: a) vorausgesagtes Polarisationsverhalten für pc 3,4 am Morgen bzw. b) am Nachmittag. (Die Buchstaben A bis J beziehen sich auf Beobachtungsergebnisse von LANZEROTTI und FUKUNISHI, 1974, Abb. 9 und 16 [nach LANZEROTTI, FUKUNISHI und LIU CHEN, 1974].

in allzu großes Erstaunen versetzen kann, wenn man bedenkt, wie viele Faktoren bei der Ausbreitung der hydromagnetischen Wellen in der Magnetosphäre und auch in der Ionosphäre eine Rolle spielen können, ganz zu schweigen von dem Einfluß des Untergrundes.

5. Zusammenfassung und Schluß

Seit der Entdeckung der Magnetosphäre, einer Region, in der nach vorliegenden Erkenntnissen die Ausbreitung hydromagnetischer Wellen möglich ist, bemüht man sich, durch den Einsatz von Raketen, Satelliten und Ballonen die physikalischen Prozesse, die weit außerhalb der Erdoberfläche im Schweif und auf der Tagseite der Magnetosphäre ablaufen, aufzuzeichnen und deren Ursachen zu ergründen. Die erdmagnetischen Pulsationen, die sich dort als hydromagnetische Wellen ausbreiten und durch die Ionosphäre zur Erde gelangen, stellen häufig ein geeignetes Hilfsmittel dar, um aus den räumlichen Unterschieden ihrer Eigenschaften indirekt auf die Struktur und Zusammensetzung des Ausbreitungsmediums zu schließen. Bei der Beobachtung der Pulsationen sind transportable Meßstationen, die längere Zeit unabhängig vom elektrischen Versorgungsnetz registrieren und das meist weitmaschige Netz der Pulsationsstationen an geophysikalischen Observatorien ergänzen können, für den Geophysiker wichtige Arbeitsmittel, um die räumlichen Unterschiede in den Eigenschaften von Pulsationen zu untersuchen.

In Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit werden Prinzip und Konstruktion der mobilen Apparaturen zur Registrierung der drei Komponenten erdmagnetischer Pulsationen erläutert. Als Meßwertaufnehmer wurden die bereits an mehreren Observatorien in Europa eingesetzten GRENET'schen Induktionsvariometer verwendet. Drei Stationen neuerer Bauart verstärken die Signale elektronisch und speichern die Daten im Frequenzmodulationsverfahren auf Magnetband; drei weitere Stationen benutzen bei der Aufzeichnung der Meßwerte auf Film eine optische Registriereinrichtung. Die Verstärkung der Signale geschieht mit Hilfe von Fotowiderständen. Die sechs mobilen Pulsationsstationen wurden 1970/71 bei Messungen in Skandinavien auf einem NS-Profil an insgesamt 16 Beobachtungsorten eingesetzt. Aus dem gewonnenen Datenmaterial wurden für diese Arbeit Pulsationen des Typs pc 3

und pc 4 mit Hilfe der statistischen Frequenzanalyse ausgewertet. Zunächst wurde das spektrale Verhalten der pc's in Abhängigkeit vom magnetischen Störungsgrad und der geomagnetischen Breite untersucht. Hierbei konnte geklärt werden, ob sich das zwischen Mitteleuropa und Enköping beobachtete systematische Anwachsen der Periode in der H-Komponente mit der Breite gleichmäßig nach Norden fortsetzt, oder ob im Übergangsgebiet von mittleren zu höheren Breiten Diskontinuitäten in der Verteilung der Pulsationsperioden auftreten. Weiter wurde das Energiedichteverhalten bevorzugt auftretender sinusförmiger Anteile der pc's als Funktion der Breite, Kp und der Periode sowie die Lage des Energiedichtemaximums in Abhängigkeit vom magnetischen Störungsgrad ermittelt. Der Einfluß der Plasmapause auf das Verhalten der Energiedichte signifikanter Frequenzbänder wurde untersucht. Aus den Phasendifferenzen zwischen gleichen Komponenten an unterschiedlichen Stationen wurden scheinbare horizontale Driftgeschwindigkeiten bestimmt und Zusammenhänge mit dem magnetischen Störungsgrad, der Periode der pc 3,4 Pulsationen und der Lage der Plasmapause festgestellt. Weiter wurden die Polarisationseigenschaften der pc 3,4 in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite und der erdmagnetischen Aktivität untersucht. Die wichtigsten Aussagen, die sich über das Verhalten der an den skandinavischen Stationen zwischen dem Nordkap und Stockholm gleichzeitig auftretenden Pulsationen gewinnen ließen, sollen jetzt noch einmal zusammengefaßt werden.

Bei niedriger erdmagnetischer Aktivität ($Kp \leq 1+$) werden bevorzugt pc 3 und pc 4 Pulsationen bis etwa T = 60 sec angeregt. Die H-Komponenten zeigen keine systematische Periodenzunahme mit anwachsender Breite. Im Bereich der Plasmapause tritt ein Energiedichteaustausch benachbarter Spektrallinien auf, wobei die längerperiodische Schwingung innerhalb und die kürzerperiodische außerhalb der Plasmapause dominiert. Ein derartiges Verhalten äußert sich nicht in D. Die nach CHAPPEL unter bestimmten magnetosphärischen Bedingungen auftretende innere Plasmasphärengrenze zwischen L = 2.6 und L = 3.5 übt auf die Pulsa-

tionen eine Filterwirkung aus, die sich besonders deutlich im Energiedichtespektrum der H-Komponente durch das Hervortreten eines häufig sehr schmalbandigen Frequenzbandes in WN (L = 2.54) oder in ENK (L = 3.29)zeigt.

Mit anwachsender erdmagnetischer Aktivität nimmt die Anzahl signifikanter Frequenzbänder in den Leistungsspektren der Pulsationen zu. Die bevorzugten Perioden liegen bei $2o \leqslant Kp \leqslant 3+$ zwischen T = 50 sec und 90 sec, wobei die kürzeren um T = 50 sec bis 60 sec an den südlichen Stationen Wingst (WN) und Enköping (ENK) vorherrschen. In H werden im Bereich der Plasmapause Periodendiskontinuitäten beobachtet, demgegenüber zeigt D ein konsistentes Verhalten über das gesamte Breitenprofil.

Bei $Kp \geqslant 3+$ tritt an den nördlichen Stationen Tromsø (TR), Repparfjord (REP), Abisko (ABI) und Kiruna (KI) eine charakteristische und sehr stark betonte Periode um T = 150 sec auf, deren Schwingung gelegentlich systematische Frequenzverschiebungen entsprechend einer Periodenzunahme mit anwachsender Breite aufweist. Bei stärkerer erdmagnetischer Aktivität treten die pc 3 bevorzugt außerhalb der Plasmasphäre auf, wobei jedoch die Energiedichte an den einzelnen Stationen von den pc 4 zu den pc 3 exponentiell abnimmt.

Das Energiedichtemaximum der langperiodischen pc 4 (T = 80-150 sec) liegt bei $Kp \geqslant 3+$ zwischen 65° und 67° geomagnetischer Breite. Von dort fällt die Energiedichteverteilung von etwa 1000 nT^2/Hz sowohl nach Norden als auch nach Süden auf Werte $\leqslant 10$ nT^2/Hz ab. D zeigt meist um den Faktor 2 bis 5 geringere Energiedichtewerte als H.

Die kürzerperiodischen pc 4 (T = 45-60 sec) besitzen in H ihr Maximum innerhalb der Plasmapause zwischen 60° und 62° geomagnetischer Breite. Die Energiedichteverteilung der pc 3 (T = 20-35 sec) steigt außerhalb der Plasmapause sprunghaft an,

zeigt dann aber weiter nördlich in den meisten Fällen ein uneinheitliches Bild.

Bei geringerer erdmagnetischer Aktivität (Kp $\leq$ 2o) tritt das Energiedichtemaximum der kürzerperiodischen pc 4 zwischen 62^{o} und 63^{o} geomagnetischer Breite auf und liegt somit weiter nördlich als bei höherem Kp. Außerdem wird zwischen 62^{o} und 65^{o} häufig ein Energiedichteeinbruch mit einem ausgeprägten Minimum bei 63^{o} - 64^{o} geomagnetischer Breite beobachtet.

Die Phasendifferenzen zwischen den Registrierungen an unterschiedlichen Meßstationen zeigen bei höherem Kp für die längerperiodischen pc 4 Pulsationen ein regelmäßiges Verhalten. Demgegenüber werden bei den pc 3 und kürzerperiodischen pc 4 stärkere und unsystematische Schwankungen in der Phase bezüglich einer festen Referenzstation verzeichnet. Diese Eigenschaften äußern sich auch bei den scheinbaren horizontalen Driftgeschwindigkeiten, die bei Kp $\leq$ 2o im Bereich des Energiedichtetroges starke unregelmäßige Richtungsgradienten aufweisen.

Bei Kp $\geq$ 3+ tritt bei den pc 4 (T = 100-150 sec) in H außerhalb der Plasmapause häufig eine Richtungsänderung der Driftgeschwindigkeit um nahezu 180^{o} auf. Innerhalb der Plasmapause wird die nordwestliche und außerhalb die südöstliche Richtung bevorzugt. Ein ähnliches Verhalten wird gelegentlich auch in D beobachtet. H und D sind untereinander nicht korreliert. Typische Driftgeschwindigkeitsbeträge liegen zwischen 1 und 30 km/sec.

Die Polarisationsellipsen der pc 3,4 Pulsationen zeigen weder im Umlaufsinn noch in der Orientierung der Ellipsenhauptachse eine systematische Abhängigkeit von der Tageszeit. Lediglich bei den längerperiodischen pc 4 Pulsationen (T = 100-150 sec) treten bei höherer magnetischer Aktivität nach 11.00 h Lokalzeit im Mittel mehr rechtshändig orientierte Polarisationsellipsen auf.

Das skandinavische Breitenprofil weist zwei lokal begrenzte Gebiete auf, in denen der horizontale magnetische Störungsvektor häufiger seinen Umlaufsinn ändert. Der südlichere Bereich liegt zwischen Wingst und Enköping und fällt mitunter mit der Lage der inneren Plasmasphärengrenze zusammen. Ein weiteres Gebiet tritt im Bereich der Polarlichtzone auf. Beispiele mit beobachteter Polarisationsumkehr an der Plasmapause entsprechen den Ergebnissen von LANZEROTTI et al. [1974].

Alle hier gefundenen Eigenschaften der Pulsationen konnten nur durch die relativ engräumigen Messungen nachgewiesen werden. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt gibt es allerdings noch keine Theorie, die alle Beobachtungen erklären kann. Es bleibt abzuwarten, ob die im Rahmen des IMS (International Magnetospheric Studies) geplanten Messungen unter gleichzeitigem Einsatz von Bodenstationen, Raketen, Satelliten und Ballonen mehr Licht in die höchst komplizierten Zusammenhänge dynamischer magnetosphärischer Wechselwirkungsprozesse bringen werden.

6. Literaturverzeichnis

ATKINSON, G.: Magnetospheric flows and substorms. Magnetosphere-Ionosphere-Interactions, Oslo University Press, 203-216, 1972.

AXFORD, W.I. and C.O. HINES: A unifying theory of high-latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. Can. 7. Phys. 39, 1433-1464, 1961.

BARANSKIY, L.N., O.V. BOL'SHAKOVA, L.A. GELLER and B.N. KAZAK: Latitudinal dependence of the period and amplitude of stable pc 3-4 pulsations. Geomagn. Aeron., 9, 917-918, 1969.

BOLLER, B.R. and H.L. STOLOV: Kelvin-Helmholtz instability and the semiannual variation of geomagnetic activity. J. Geophys. Res., 75, 6073-6084, 1970.

BLACKMAN, R.B. and J.W. TUKEY: The measurement of power spectra. Dover Publications, Inc., New York, 1958.

BRICE, N.M.: Bulk motion of the magnetosphere. J. Geophys. Res., 72, 5193-5211, 1967.

BURCH, J.L.: Rate of erosion of dayside magnetic flux based on a quantitative study of the dependence of polar cusp latitude on the interplanetary magnetic field. Symposium on magnetospheric motions. Boulder, Colorado, 1973.

CARPENTER, D.L.: Whistler studies of the plasmapause in the magnetosphere, 1. Temporal variations in the position of the knee and some evidence on plasma motions near the knee. J. Geophys. Res., 71, 693-709, 1966.

CARPENTER, D.L. and C. PARK: On what ionospheric workers should know about the plasmapause-plasmasphere. Rev. Geophys. and Space Phys., 11, 133-154, 1973.

CAUFFMAN, D.P. and D.A. GURNETT: Satellite measurements of high latitude convection electric fields. Space Sci. Rev., 13, 369-410, 1972.

CHAPPEL, C.R., K.K. HARRIS and G.W. SHARP: A study of the influence of magnetic activity on the location of the plasmapause as measured by OGO 5. J. Geophys. Res. 75, 50-56, 1970a.

CHAPPEL, C.R., K.K. HARRIS and G.W. SHARP: The dayside of the plasmasphere. J. Geophys. Res., 76, 7632-7647, 1971b.

CHAPPEL, C.R.: Recent satellite measurements of the morphology and dynamics of the plasmasphere. Rev. Geophys. Space Phys., 10, 951-979, 1972.

CHAPPEL, C.R. and P.M. BANKS: The physical connection between the plasmasphere and the midlatitude ionospheric trough. Priv. paper, Department of applied physics and information Sciences. Univers. of California of San Diego, La Jolla, California, 1973.

CHEN, L. and A. HASEGAWA: A theory of long-period magnetic pulsations. J. Geophys. Res., 79, 1024-1032, 1974.

CUMMINGS, W.D., R.J. O'SULLIVAN and P.J. COLEMAN: Standing Alfvén waves in the magnetosphere. J. Geophys. Res., 74, 778-793, 1969.

CUMMINGS, W.D., F. MASON and P.J. COLEMAN: Some characteristics of low-frequency oscillations observed at ATS 1. J. Geophys. Res., 77, 748-750, 1972.

DAVIDSON, M.J. and J.R. HEIRTZLER: Spatial coherence of geomagnetic rapid variations. J. Geophys. Res., 73, 2143-2162, 1968.

DMITRIEVA, L.A., YU.A. KOPYTENKO, N.M. VOROTNITSKAYA, O.M. RASPOPOV and G.A. LOGINOV: The dynamics of the plasmapause and geomagnetic pulsations. Ann. Geophys., 31, 93-100, 1975.

DUNCAN, R.A.: Some studies of geomagnetic micropulsations. J. Geophys. Res., 66, 2087-2094, 1961.

DUNGEY, J.W.: Electrodynamics of the outer atmosphere. Penn. State Univ. Ionosph. Res. Lab. Sci. Rep. No. 69, 1-52, 1954.

ELLIS, G.R.A.: Geomagnetic micropulsations. Austral. J. Phys. 13, 625-632, 1960.

FUKUNISHI, H. and L.J. LANZEROTTI: ULF pulsation evidence of the plasmapause, 1. Spectral studies of pc 3 and pc 4 pulsations near L = 4. J. Geophys. Res., 79, 142-158, 1974.

FUKUNISHI, H. and L.J. LANZEROTTI: ULF pulsation evidence of the plasmapause, 2. Polarization studies of pc 3 and pc 4 pulsations near L = 4 and at a latitude network in the conjugate region. J. Geophys. Res., 79, 4632-4647, 1974.

GUDKOVA, V.A., O.M. RASPOPOV, L.L. VAN'YAN, L.A. GELKER, YU.A. KOPYTENKO and V.V. PRIVALOV: Patterns of distributions of the amplitudes of geomagnetic pulsations along a meridional profile. Geomagn. Aeron., 11, 950-952, 1971.

GUL'ELMI, A.V.: Diagnostics of the magnetosphere and interplanetary medium by means of pulsations. Space Sci. Rev., 16, 331-345, 1974.

HEIKKILA, W.J.: Penetration of particles into the polar cap regions of the magnetosphere. In Critical Problems , 67-82, 1972.

HEIRTZLER, J.R.: A summary of the observed characteristics of geomagnetic micropulsations. Natural Electrodynamic Phenomena below 30 kc/s, Plenum Press, 351-372, 1964.

HEIRTZLER, J.R.: Regular oscillations with periods of 5 sec to 7 min: the experimental approach. Rep. No. 8815, NBS, Boulder, Colorado, 1965.

HERRON, T.J.: Phase characteristics of geomagnetic micropulsations. J. Geophys. Res., 71, 871-889, 1966.

HILLEBRAND, O.: Registrierung von Riesenpulsationen in Skandinavien und Analyse der Daten. Diss. Math.-Nat. Fak. Göttingen, 1974.

HONES, E.W., Jr. and J.E. BERGESON: Electric field generated by a rotating magnetized sphere. J. Geophys. Res., 70, 4951-4958, 1965.

HUGHES, W.J.: The effect of the atmosphere and ionosphere on long period magnetospheric pulsations. Planet. Space Sci. 22, 1157-1172, 1974.

HUGHES, W.J., SOUTHWOOD, D.J.: Effect of atmosphere and ionosphere on magnetospheric micropulsation signals. Nature 248, 493-495, 1974.

HUGHES, W.J., SOUTHWOOD, D.J.: The screening of micropulsation signals by the atmosphere and ionosphere. J. Geophys. Res. 81, in press, 1976.

HULTQVIST, B.: Plasma waves in the frequency range 0.001 - 10 cps in the earth's magnetosphere and ionosphere. Space Sci. Rev., 5, 599-695, 1966.

JACOBS, J.A. and K. SINNO: World-wide characteristics of geomagnetic micropulsations. Geophys. J., 3, 333-353, 1960.

JACOBS, J.A.: Geomagnetic micropulsations. In: Physics and Chemistry in Space, Vol. 1, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1970.

JAESCHKE, R.: Registrierung von Pulsationen als Beitrag zur erdmagnetischen Tiefensondierung. Mitt. Max-Planck-Inst. Aeron., Nr. 12, 1963.

KATO, Y. and T. WATANABE: Studied on geomagnetic pulsations, Pc. Sci. Rep. Tôhoku Univ., Ser. 5, Geophys., 8, 111-132, 1957.

KOPYTENKO, YU. A. and O.M. RASPOPOV: Geomagnetic pulsations and the structure of the magnetosphere. Program and abstracts for the XV IUGG, General Assembly, Moscow, 359, 1971.

KOPYTENKO, YU.A., O.M. RASPOPOV and L.A. DMITRIEVA: The behaviour of the geomagnetic pulsations near the boundary of the plasmasphere. Planet. Space Sci., 33, 1195-1203, 1975.

LANZEROTTI, L.J., A. HASEGAWA and N.A. TARTAGLIA: Morphology and interpretation of magnetospheric plasma waves at conjugate points during Dezember solstice. J. Geophys. Res., 77, 6731-6745, 1972.

LANZEROTTI, L.J., H. FUKUNISHI and LIU CHEN: ULF pulsation evidence of the plasmapause, 3. Interpretation of polarization and spectral amplitude studies of pc 3 and pc 4 pulsations near L = 4. J. Geophys. Res., 79, 4648-4653, 1974.

MENG, G.-I.: Brief report: Variation of the magnetopause position with substorm activity. J. Geophys. Res., 75, 3252-3254, 1970.

NAMIKAWA, T. and S. MATSUSHITA: Magnetospheric convections and damped-type geomagnetic pulsations associated with storms. Planet. Space Sci., 18, 407-415, 1970.

NISHIDA, A.: Formation of plasmapause or magnetospheric plasma knee, by the combined action of magnetospheric convection and plasma escape from the tail. J. Geophys. Res., 71, 5669-5680, 1966.

OBAYASHI, T. and J.A. JACOBS: Geomagnetic pulsations and the earth's outer atmosphere. Geophys. J., 1, 53-63, 1958.

ORR, D. and J.A.D. MATTHEW: The variation of geomagnetic micropulsations periods with latitude and the plasmapause. Planet. Space Sci., 19, 897-905, 1971.

ORR, D. and D.C. WEBB: Statistical studies of geomagnetic pulsations with periods between 10 and 70 sec and their relationship to the plasmapause region. Planet. Space Sci., 23, 1169-1178, 1975.

ROSTOKER, G., J.C. SAMSON and Y. HIGUCHI: Occurrence of pc 4,5 micropulsation activity at the polar cusp. J. Geophys. Res., 77, 4700-4706, 1972.

RANKIN, D. and R. KURTZ: Statistical study of micropulsation polarization. J. Geophys. Res., 75, 5444-5458, 1970.

RUSSEL, C.T.: The configuration of the magnetosphere. in Critical Problems of Magnetospheric Physics. 1-15, 1972.

SAITO, T.: Geomagnetic pulsations. Space Sci. Rev., 10, 319-412, 1969.

SAMSON, J.C. and G. ROSTOKER: Latitude-dependent characteristics of high-latitude pc 4 and pc 5 micropulsations. J. Geophys. Res., 77, 6133-6144, 1972.

SAMSON, J.C., J.A. JACOBS and G. ROSTOKER: Latitude-dependent characteristics of long-period geomagnetic micropulsations. J. Geophys. Res., 76, 3675-3683, 1971.

SELZER, E.: Variations rapides du champ magnetique terrestre. In: Handbuch der Physik (Herausg. S. Flügge), Band XLIX/4 Geophysik III, Teil 4, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 231-394, 1972.

SIEBERT, M.: Zur Theorie erdmagnetischer Pulsationen mit breitenabhängigen Perioden. Mitteilungen aus dem Max-Planck-Inst. für Aeron., Nr. 21, 1965.

SOUTHWOOD, D.J.: The hydromagnetic stability of the magnetospheric boundary. Planet. Space Sci., 16, 587-605, 1968.

SOUTHWOOD, D.J.: Recent studies in micropulsation theory. Space Sci. Rev., 16, 413-425, 1974.

STEVELING, E.: Erdmagnetische Tiefensondierung mit Variationen und Pulsationen im Einflußbereich der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie. Diss. Math.-Nat. Fak. Göttingen, 1973.

TROITSKAYA, V.A.: Micropulsations and the state of the magnetosphere. Solar-Terrestrial Physics, 213-274, Acad. Press 1967.

VAN'CHI, F., B.M. YANOVSKIY, A.A. KOVTUN, O.M. RASPOPOV, V.A. TROITSKAYA and R. SCHLICH: Investigation of type pc 3 geomagnetic pulsations at magnetically-conjugate points. Geomagn. Aeron., 8, 94-97, 1968.

VOELKER, H.: Zur Breitenabhängigkeit erdmagnetischer Pulsationen. Mitt. Max-Planck-Inst. Aeron., Nr. 11, 1963.

VOELKER, H.: On the latitude dependence of pc-type micropulsations: Results of observations on a north-south-profile through Europe. Rep. 8815, Nat. Bur. of Stand., Boulder, Colorado, 1965.

VOELKER, H.: Observations of geomagnetic pulsations: pc 3,4 and pi 2 at different latitudes. Ann. Geophys., 24, 245-252, 1968.

VAN'YAN, L.L., L.A. ABRAMOV, M.B. GOKHBERG, N.A. DENISKIN, L.V. KIZIRIYA, N.A. LAGOVA and YU.G. TURBIN: Polarization of geomagnetic pulsations. Instit. of Space Res., USSR Acad. of Sci., 1970

WILSON, C.R. and M. SUGIURA: Hydromagnetic interpretation of sudden commencements of magnetic storms. J. Geophys. Res., 66, 4097-4111, 1961.

WEDEKEN, U.: Registrierung erdmagnetischer Pulsationen auf einem Kreuzprofil in der Umgebung von Göttingen und Vergleich der Phasen. Diplomarbeit, Math.-Nat. Fak. Göttingen, 1974.

*Critical Problems of magnetospheric Physics. Proceedings of the joint COSPAR/IAGA/URSI Symposium, Madrid, Spain. 11-13 May, 1972.

Die vorliegende Dissertation wurde am Institut für Geophysik der Universität Göttingen angefertigt. Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. M. Siebert, danke ich herzlich für die Anregung und wohlwollende Förderung der Arbeit.

Mein Dank gilt auch Herrn Dr. H. Voelker für viele Diskussionen und wertvolle fachliche Unterstützung, sowie für die Hilfe bei der Durchsicht des Manuskripts.

Gedankt sei ferner den Behörden und Instituten in Skandinavien, die das Meßprojekt hilfreich förderten. Außerdem bedanke ich mich herzlich bei den zahlreichen Helfern aus dem Institut und an den Außenstationen, ohne deren tatkräftigen Einsatz die Messungen nicht möglich gewesen wären.

Die Messungen sind von der Deutschen Forschungsgemeinschaft großzügig finanziell unterstützt worden. Die numerischen Rechnungen erfolgten an der Rechenanlage der Gesellschaft für wissenschaftliche Datenverarbeitung in Göttingen.

Lebenslauf

Am 24. Mai 1942 wurde ich in Hildesheim als Sohn des Tischlermeisters Wilhelm Palandt und seiner Ehefrau Emmi Palandt, geb. Bothe, geboren. Nach der Grundschule und Mittelschule in Bockenem besuchte ich von 1959 bis zum Abitur 1963 das neusprachliche und mathematisch naturwissenschaftliche Gymnasium in Seesen. Anschließend begann ich das Physikstudium an der Universität Göttingen und bestand dort am Ende des Wintersemesters 1966/67 die Vordiplomprüfung. Nach Anfertigung einer Diplomarbeit am Institut für Geophysik der Universität Göttingen legte ich im Dezember 1969 die Diplomprüfung in Physik ab. Seit 1970 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter bzw. Assistent am Institut für Geophysik tätig